


GENEVA BOTANICAL GARDEN
Septemb 1899
R. W. Gibson Inv

ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

GENÈVE — SOCIÉTÉ GÉNÉRALE D'IMPRIMERIE
Rue de la Pélisserie, 18

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES

DES

SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

CENT VINGT ET UNIÈME ANNÉE

QUATRIÈME PÉRIODE

TOME QUARANTE ET UNIÈME

GENÈVE

BUREAU DES ARCHIVES, RUE DE LA PÉLISSERIE, 18

PARIS	LONDRES	NEW-YORK
H. LE SOUDIER	DULAU & Cie	G. E. STECHERT & Co
714-716, Boul. St-Germain	37. Soho Square	151-155, W 25th Street

Dépôt pour l'ALLEMAGNE, GEORG & Cie, A BALE

1916

NOTE SUR LA THÉORIE ANALYTIQUE

DES

CORPS SOLIDES COTÉS

PAR

C. CAILLER

(*Suite* [1])

Polyséries de Droites et de Corps non cotés

§ 20. Parmi les corps d'une n-série, ceux dont la cote est nulle sont naturellement les plus intéressants ; ces corps sont au nombre de ∞^{n-1}, puisque, à la définition (47) de la n-série, il faut ajouter la condition quadratique qui exprime la nullité de la cote, c'est-à-dire

$$\sum_k u_k^2 \omega_k = 0 \ .$$

Nous voyons donc que les corps de cote nulle forment une $(n-1)$-série ; et il en serait aussi de même pour les corps de la n-série qui ont une cote constante, car on voit presque immédiatement que si l'on diminue d'une constante la cote de tous les corps d'une n-série, les nouveaux corps obtenus font encore partie d'une n-série linéaire [2].

Dans l'étude des $(n-1)$-séries de corps non cotés il est avantageux de choisir pour base des corps qui ne soient pas cotés ; au lieu de représenter ces $n+1$ corps, comme précédemment, par les lettres ${}^1A$, ${}^2A$, ... ${}^{n+1}A$ j'emploierai plus simple-

[1]) Voir *Archives*, t. XL, p. 361 et 457.

[2]) Cela se voit, par exemple, immédiatement dans la formule (46).

ment les lettres $A, B, \ldots L$. Les corps ainsi dénotés sont *ordinaires* et l'on a $(AA)'' = (BB)'' = \ldots = 0$; nous allons voir qu'ils peuvent être pris quelconques, de manière à engendrer une $(n-1)$-série de corps ordinaires [1]

$$P = aA + bB + cC + \ldots lL . \tag{49}$$

En effet, il faut que $(PP)'' = 0$; cette équation se réduit, par la destruction spontanée des termes carrés, à la forme

$$ab(AB)'' + ac(AC)'' + bc(BC)'' + \ldots = 0 ; \tag{50}$$

elle est linéaire par rapport à chacune des (n + 1) *variables* $a, b, c, \ldots$ Celles-ci peuvent donc s'exprimer linéairement en fonction de n nouveaux paramètres liés par la relation quadratique non homogène

$$(PP)' = a^2(AA)' + 2ab(AB)' + \ldots = 1 .$$

De là le théorème fondamental. *De même que* (n + 1) *corps cotés quelconques définissent une* n-*série linéaire de corps cotés, de même* (n + 2) *corps ordinaires quelconques déterminent une* n-*série linéaire de corps ordinaires* [2].

Ce théorème, transposé dans le domaine de la Géométrie réglée en substituant des bivecteurs aux quaternions $A, B, \ldots,$ correspond aux faits connus ; il faut 3 droites pour définir une quadrique (monosérie linéaire de droites), 4 pour engendrer une congruence linéaire (bisérie), enfin 5 pour engendrer le complexe linéaire (trisérie). Seuls les maximas de l'indice n diffèrent pour les deux théories, il est 3 pour les systèmes de droites et 5 pour les systèmes de corps; tout le reste est identique. Par exemple, dans le cas des monoséries, en rapportant les trois corps de base à l'orthogonal commun, ils se transforment en vecteurs, et la monosérie elle-même se change en une monosérie de droites. Donc *on obtient la monosérie de corps la*

[1]) Les lettres $a, b, c, \ldots$ désignant des coordonnées sont naturellement réelles.

[2]) Remarquer que cet énoncé ne préjuge en aucune manière l'identité de structure géométrique des n-séries linéaires de corps ordinaires ou de corps cotés.

plus générale en prenant les symétriques d'un corps fixe relativement aux génératrices d'un demi-hyperboloïde réglé.

En terminant ce paragraphe revoyons, pour être clair, les faits de la Géométrie des corps qui répètent le plus exactement ceux bien connus de la Géométrie réglée.

1° Considérons, au lieu du complexe, la pentasérie générale

$$\alpha_0'' A_0' + \alpha_0' A_0'' + \alpha_1'' A_1' + \ldots = 0 \,, \qquad \text{ou} \qquad (\alpha A)'' = 0 \,;$$

elle est spéciale si le corps central

$$\alpha = \begin{vmatrix} \alpha_i' \\ \alpha_i'' \end{vmatrix}$$

vérifie la condition $(\alpha\alpha)'' = 0$. Cela posé, prenons deux corps non cotés B et C, nous les dirons *conjugués* par rapport à la pentasérie lorsqu'on peut déterminer deux coefficients numériques b et c de telle manière qu'on ait identiquement

$$bB + cC = \alpha \,. \tag{51}$$

Je dis que *tout corps B admet un conjugué et un seul.* En effet, la condition (51), écrite sous la forme $\alpha - bB = cC$, montre que $\alpha - bB$ doit être non coté: il faut et suffit pour cela que b vérifie la condition

$$(\alpha - bB, \alpha - bB)'' = (\alpha\alpha)'' - 2b(\alpha B)'' + b^2(BB)'' = 0 \,;$$

mais comme $(BB)'' = 0$, cette condition s'écrit encore

$$(\alpha\alpha)'' - 2b(\alpha B)'' = 0 \,.$$

C'est une équation linéaire en b, par laquelle l'inconnue se trouve déterminée d'une manière unique: il n'y a d'exception que si B appartenait lui-même à la pentasérie, et vérifiait la condition $(\alpha B)'' = 0$.

2° Ayant choisi à volonté un couple de corps conjugués B et C, l'équation de la pentasérie $(\alpha A)'' = 0$ s'écrit sous la forme

$$b(AB)'' + c(AC)'' = 0 \,.$$

De là résulte que si un corps A, appartenant à la pentasérie, rencontre un corps quelconque B, c'est-à-dire s'il peut être amené sur B par une simple rotation, il rencontre aussi le conjugué de B.

En effet les conditions de rencontre $(AB)'' = 0$, et $(AC)'' = 0$, s'impliquent l'une l'autre en vertu de l'équation précédente.

3° Une pentasérie de corps est définie par le moyen du *corps central* ou quaternion α ; il y a donc correspondance univoque entre ces deux objets géométriques, corps cotés et pentasériés de corps ordinaires, et cette correspondance permet de conclure des uns aux autres. C'est ainsi, par exemple, qu'aux polysériés linéaires de corps cotés correspondent des systèmes de pentasériés linéaires ; de même, en Géométrie réglée, les polysériés de droites cotées servent d'images aux polysériés corrélatives de complexes linéaires.

Prenons une tétrasérie, ou ce qui revient au même, deux pentasériés de corps simples, $\mathrm{A} = (\alpha A)'' = 0$, $\mathrm{B} = (\beta A)'' = 0$. La tétrasérie en question a pour image une monosérie de corps cotés γ, d'équation

$$\gamma = a\alpha + b\beta .$$

Mais nous savons que la monosérie γ contient tout juste deux corps de cote nulle[1] ; et on pourrait les prendre pour base des deux pentasériés A et B. S'il en est ainsi, on a $(\alpha\alpha)'' = (\beta\beta)'' = 0$; alors les équations $(\alpha A)'' = 0$, $(\beta A)'' = 0$ montrent qu'une *tétrasérie quelconque est formée par l'ensemble des corps qui en rencontrent deux autres*. Ainsi, en Géométrie réglée, la congruence linéaire est l'ensemble des sécantes communes à deux droites.

De même encore, les corps d'une trisérie sont ceux qui rencontrent trois corps fixes donnés ; cette définition donnera la même trisérie ∞^1 fois parce que ∞^1 est le nombre des corps de cote nulle dans la bisérie de corps cotés.

En résumé, tandis que sauf exception, la pentasérie n'est

[1]) Ces corps peuvent être réels ou imaginaires; la distinction, importante pour la classification des tétrasériés, ne joue aucun rôle dans la théorie générale.

pas formée des corps sécants d'un corps donné, en revanche la n-série d'indice $n \leq 5$ est toujours constituée par l'ensemble des corps sécants de $6 - n$ corps fixes : il est vrai que ces derniers peuvent être réels ou imaginaires.

4° Prenons par exemple une trisérie de corps et soient B, C, D, les trois corps fixes que rencontrent tous les A. Les équations $(AB)'' = (AC)'' = (AD)'' = 0$ entraînent comme conséquence que, quels que soient les coefficients b, c, d, nous avons

$$(A\,,\ bB + cC + dD)'' = 0\ .$$

Ainsi les corps de la trisérie sont en involution avec tous les corps cotés de la bisérie $bB + cC + dD$; cette dernière contient une monosérie linéaire de corps à cote nulle. La trisérie donnée et la monosérie finale sont donc *complémentaires,* en ce sens que deux corps empruntés respectivement à chacune sont toujours concourants, ou se déduisent l'un de l'autre par une pure rotation.

5° Le corps coté α est équivalent à une pentasérie de corps simples. Soient donc deux pentasérie α et β : supposons que les corps cotés correspondants soient en involution, ou vérifient la condition $(\alpha\beta)'' = 0$. Voici la relation qui s'ensuit pour les pentasérie elles-mêmes.

Si B et C sont deux corps conjugués relativement à la seconde pentasérie et que par suite $\beta = bB + cC$, on a

$$(\beta\alpha)'' = b(\alpha B)'' + c(\alpha C)''\ .$$

Or, par hypothèse, cette quantité est nulle : si donc B appartient à la pentasérie α, on aura $(\alpha B)'' = 0$, d'où $(\alpha C)'' = 0$: C appartient aussi à la pentasérie α. Autrement dit : *si deux pentasérie α, β sont en involution, les corps de chacune d'elles peuvent être groupés en couples de corps qui sont conjugués par rapport à l'autre.*

VIII. Systèmes de Corps Concourants

§ 21. Nous avons d'abord étudié les systèmes linéaires de corps cotés, que ces systèmes se présentent sous forme d'équations ou sous forme paramétrique ; nous avons ensuite examiné les systèmes linéaires formés de corps ordinaires non cotés. La différence la plus saillante entre les deux catégories de polysséries est que, dans le premier cas, $n+1$ corps linéairement indépendants déterminent une n-série, tandis qu'il en faut $(n+2)$ pour la seconde espèce.

Toutefois cette dernière assertion n'est exacte que si on raisonne d'une manière générale, comme il a été fait au paragraphe précédent. La géométrie réglée, avec ses systèmes linéaires particuliers, les *gerbes*, les *faisceaux*, etc., qui jouent un rôle singulier parmi tous les systèmes linéaires, fait pressentir des exceptions. Elles existent en effet dans la Géométrie des corps solides, et donnent lieu à des polyséries particulières auxquelles je donne le nom générique de *couronnes* [1]. Les couronnes comprennent, comme nous verrons, quatre types essentiellement différents qui sont la *couronne* ordinaire, le *couronoïde*, la *stéréocouronne à centre*, et la *stéréocouronne à plan* [2].

Soient $A, B, C, \ldots L$, $(n+1)$ corps ordinaires ; la polysérie

$$P = aA + bB + cC + \ldots + lL\ , \tag{52}$$

[1] Le cas des couronnes est seulement le cas extrême de toutes les exceptions possibles.

[2] Ces *couronnes* sont identiques aux systèmes que M. L. Kasner appelle des *turbines*. *American Journal* 1910, p. 193-202. Cité par M. E. Study ; je suis hors d'état de vérifier cette indication.

La nomenclature la plus rationnelle donnerait les noms de mono-, bi-, tricouronne à centre et à plan, lesquels rappellent le nombre des dimensions de ces systèmes ; mais cette terminologie ne peut être adoptée puisqu'elle amènerait des confusions avec celle employée par M. de Saussure. D'autre part, le terme de *couronoïde* est aujourd'hui trop répandu pour pouvoir être remplacé.

ne donne un corps simple ordinaire que si

$$\frac{1}{2}(PP)'' = ab(AB)'' + ac(AC)'' + bc(BC)'' + \ldots = 0 . \quad (53)$$

Or cette équation, qui n'est que la reproduction de (50), dégénère en une identité, quand on a

$$(AB)'' = 0 , \qquad (AC)'' = 0 , \qquad (BC)'' = 0 , \ldots$$

Dans ce cas, qui est celui où les corps de base se rencontrent deux à deux, ou se déduisent les uns des autres par simple rotation, la formule (52), dans laquelle les coefficients ont à vérifier la condition

$$(PP)' = a^2 + b^2 + c^2 + \ldots + 2ab(AB)' + \ldots = 1 ,$$

représente de nouveau une n-série de corps ordinaires, si du moins, ce que je suppose toujours, les $(n+1)$ corps $A, \ldots L$ sont linéairement indépendants. Les polyséries de cette espèce sont précisément ce que j'appelle des *couronnes*.

Remarquons d'ailleurs que si $A, \ldots L$ se rencontrent deux à deux, tous les corps de la polysérie (52) sont aussi concourants : la chose est évidente d'après les relations telles que $(AA)'' = 0$, $(AB)'' = 0$, etc. Ainsi, avec plusieurs corps concourants, il est toujours possible de construire des ensembles infinis de corps qui soient aussi concourants deux à deux. L'énumération des couronnes, donnée plus haut, épuise toutes les éventualités que présentent ces systèmes infinis.

La *couronne* simple est un ensemble de ∞^1 corps concourants deux à deux, telle qu'entre trois de ces corps existe une relation linéaire.

Le *couronoïde* est un système de ∞^2 corps concourants deux à deux, tel qu'entre quatre de ces corps existe une relation linéaire.

Enfin la *stéréocouronne*, de l'une ou l'autre espèce, est un système de ∞^3 corps concourants deux à deux, tel qu'entre cinq de ces corps existe une relation linéaire.

Pour définir et construire ces systèmes un problème préliminaire doit tout d'abord être résolu.

Autour d'une droite

$$L = \begin{Bmatrix} L_k' \\ L^{k''} \end{Bmatrix} .$$

imprimons à un corps A un mouvement hélicoïdal d'amplitude $u = a - bi$; de même, soumettons ce même corps A à un autre mouvement d'amplitude $v = c - di$, autour d'une nouvelle droite

$$M = \begin{Bmatrix} M_k' \\ M_k'' \end{Bmatrix} .$$

Les deux positions finales correspondantes, B et C, sont

$$B = (\cos u + L \sin u) A \ , \qquad C = (\cos v + M \sin v) A \ ;$$

qu'on rapporte le corps C à l'autre corps B choisi comme système de référence, le quaternion correspondant sera

$$\Gamma = \bar{B}C = \bar{A} (\cos u - L \sin u)(\cos v + M \sin v) A \ .$$

La partie scalaire Γ_0 de ce quaternion, identique à celle du produit des deux parenthèses intérieures, vaut

$$\Gamma_0 = \cos u \cos v + (LM) \sin u \sin v \ .$$

Cela posé, imaginons que les deux mouvements primitifs soient purement rotatoires, et demandons-nous sous quelles conditions le mouvement final de B vers C sera aussi rotatoire? Tel est le problème à résoudre; la réponse est immédiate.

En effet, par hypothèse, u et v sont des quantités réelles et l'on veut que Γ_0 en soit une autre. Il faut pour cela, et il suffit, que $(LM)'' = 0$ [1].

Autrement dit : *si des corps A, B, C .. se rencontrent deux à deux et qu'on envisage les axes des rotations qui conduisent l'un d'eux, A par exemple, sur les autres corps B, C,..., ces axes L, M,... sont aussi concourants.*

Cette condition qui est nécessaire pour la rencontre est aussi suffisante; il importe d'observer qu'elle est absolument indépendante de la grandeur des rotations, laquelle reste complète-

[1]) L'autre moyen de satisfaire la condition susdite, soit $\sin u \sin v = 0$, ne donne rien de contradictoire avec la première hypothèse.

ment arbitraire et ne sera, en conséquence, presque jamais mentionnée dans la suite. Passons à la formation systématique des quatres espèces de couronnes.

La Couronne

§ 22. Nous savons que, dans les couronnes des divers ordres, les axes $L, M, N, \ldots$ des rotations conduisant un des corps A sur tous les autres $B, C, D, \ldots$ doivent se rencontrer. L'hypothèse la plus simple consiste à supposer ces axes identiques.

Tous les corps du système s'obtiennent alors en imprimant une rotation continue à un unique corps : ils forment ce que, dans le langage usuel, on appelle une *couronne*. Je dis qu'entre trois corps quelconques de la couronne existe une relation linéaire.

En effet, soient A, B, C ces trois corps, L le bivecteur qui représente l'axe rotatoire, nous aurons, u et v représentant des quantités réelles,

$$B\bar{A} = \cos u + L \sin u \ , \qquad C\bar{A} = \cos v + L \sin v \ ;$$

de là, par élimination de la lettre L

$$\sin v B\bar{A} - \sin u C\bar{A} = \sin (v - u) \ ,$$

ou encore, après avoir chassé le facteur $\bar{A}$, la forme symétrique

$$aA + bB + cC = 0 \ . \tag{54}$$

La signification des coefficients réels a, b, c résulte du précédent calcul ; ces coefficients sont proportionnels aux sinus des demi-angles des rotations qui mènent B sur C, C sur A, ou A sur B.

Réciproquement si trois corps A, B, C vérifient une relation linéaire telle que (54), ces trois corps font partie d'une même couronne. En effet, en écrivant cette relation sous la forme résolue

$$A = bB + cC \ , \qquad \text{ou} \qquad 1 = bB\bar{A} + cC\bar{A} \ ;$$

on en tire

$$b[AB] + c[AC] = 0 \ . \tag{55}$$

Mais la condition $(AA)'' = 0$, ne peut être vérifiée que si $(BC)'' = 0$; il faut, autrement dit, que deux quelconques des trois corps soient concourants. Le sens de l'équation (55) se déduit de là; elle signifie que les rotations qui conduisent A sur B et sur C s'exécutent autour du même axe. C'était là justement le point à établir.

L'égalité (54) qui existe entre trois corps d'une même couronne fournit encore une autre définition, évidente d'ailleurs au point de vue géométrique.

Soit D le corps orthogonal aux corps A, B, C; multiplions (54) par $\bar{D}$, ce qui réduit les produits AD, BD, CD à trois vecteurs L, M, N, et l'égalité elle-même à la forme

$$aL + bM + cN = 0\ ; \tag{56}$$

elle veut dire que les trois vecteurs forment un faisceau plan.

Donc, *la couronne est formée de tous les corps symétriques d'un corps fixe par rapport aux droites d'un faisceau plan* [1].

Pour en finir avec la couronne, comptons combien il existe de couronnes possibles; l'énumération est facile. Car, dans le corps mobile, l'axe peut occuper ∞^4 positions, et autant dans l'espace extérieur. Après avoir transporté un des axes sur l'autre, on dispose encore d'un paramètre arbitraire dont la variation correspond aux glissements de la couronne le long de son axe; il y a donc au total $\infty^{4+4+1} = \infty^9$ couronnes possibles.

Le Couronoïde

§ 23. La couronne est un système de ∞^1 corps concourants tel que les axes des rotations entraînant l'un sur l'autre deux quelconques de ces corps ne forment qu'une seule et même droite. Il est aisé d'obtenir des systèmes de corps concourants,

[1]) Ce faisceau, en Géométrie non-euclidienne hyperbolique, peut affecter trois formes distinctes. En Géométrie euclidienne, il en a deux, selon qu'il est composé de trois droites concourantes ou parallèles.

sans qu'il y ait coïncidence des axes rotatoires : par exemple, autour de deux axes L, M concourant au point O, faisons tourner un même corps, d'un angle quelconque, jusqu'à ce qu'il occupe les positions B, C. Dans ce cas, les trois corps A, B, C se rencontrent bien deux à deux, mais ils n'appartiennent pas à une couronne et ne sont liés entre eux par aucune équation linéaire du type (54).

La construction du *couronoïde* résulte immédiatement de là. Prenons trois axes coplanaires, qui se rencontrent en un point O, désignons ces axes par les lettres L, M, N. Comme ils font partie d'un faisceau, ils vérifient une équation telle que (56), ou

$$lL + mM + nN = 0 , \tag{57}$$

dont la signification géométrique est immédiate. En effet, si on multiplie par $\bar{L}$ et qu'on retienne seulement les parties scalaires, on a

$$l + m(LM)' + n(LN)' = 0 ,$$

ou

$$l + m \cos(LM) + n \cos(LN) = 0 .$$

De là, par le procédé usité en Trigonométrie,

$$\frac{l}{\sin(NM)} = \frac{m}{\sin(NL)} = \frac{n}{\sin(LM)} .$$

Cela posé, faisons tourner un corps fixe A, de trois angles arbitraires $2u$, $2v$, $2w$, autour des droites L, M, N, de manière à transporter ce corps dans les positions B, C, D données par les relations

$$B\bar{A} = \cos u + L \sin u , \qquad C\bar{A} = \cos v + M \sin v ,$$
$$D\bar{A} = \cos w + N \sin w .$$

Entre ces équations et l'équation (57) éliminons L, M, N ; nous obtenons un résultat tel que

$$aA + bB + cC + dD = 0 , \tag{58}$$

où les coefficients ont les valeurs suivantes

$$a = \cot u \sin(MN) + \cot v \sin(NL) + \cot w \sin(LM) ,$$
$$b \sin u = \sin(MN) , \qquad c \sin v = \sin(NL) , \qquad d \sin w = \sin(LM) .$$

relations que la symétrie permettrait d'écrire de bien des manières différentes.

En résumé, *si l'on fait tourner un corps d'un angle quelconque autour d'une droite mobile appartenant à un faisceau plan, ce corps prend une double infinité de positions, telles que deux quelconques d'entre elles sont concourantes. Entre quatre des corps de cette bisérie, qui prend le nom de couronoïde, existe une relation linéaire.*

Il est clair que, suivant que le centre du faisceau générateur a été choisi à distance finie ou infinie, tous les corps du couronoïde ont un centre commun, ou possèdent en commun un plan perpendiculaire à la direction dans laquelle le centre s'est éloigné à l'infini. Cela fait deux variétés de couronoïdes que M. de Saussure a désignés sous le nom de *couronoïdes à centre* et *couronoïdes à plan fixe;* les deux espèces ont d'ailleurs des propriétés identiques, et le plus souvent il est inutile de distinguer entre elles.

Voici la réciproque de la proposition énoncée ci-dessus.

Si trois corps B, C, D se rencontrent deux à deux (¹), *les ∞^2 corps définis par l'équation.*

$$A = bB + cC + dD\,, \tag{59}$$

laquelle implique la condition

$$b^2 + c^2 + d^2 + 2bc(BC)' + 2bd(BD)' + \ldots = 1\,,$$

se rencontrent aussi deux à deux et forment un couronoïde.

Ce dernier point est seul à vérifier; il résulte du fait que l'équation supposée (59), étant écrite sous la forme

$$1 = bB\bar{A} + cC\bar{A} + dD\bar{A}\,,$$

entraîne la conséquence

$$0 = b[AB] + c[AC] + d[AD]\,;$$

ce qui signifie que les axes $[AB]$, $[AC]$, $[AD]$ des trois rotations

(¹) A remarquer qu'une relation telle que (59) peut avoir lieu sans que les corps B, C, D soient concourants; la condition de rencontre doit donc être expressément mentionnée dans l'énoncé.

qui conduisent A successivement sur les trois autres corps forment un faisceau plan. C'est justement la définition du couronoïde.

On peut encore imiter, avec le couronoïde, la seconde définition vue ci-dessus à propos de la couronne. Supposons en effet que dans l'équation (59), les quaternions B, C, D soient remplacés par trois vecteurs concourants deux à deux ; il est clair que, dans ces conditions, A sera un vecteur rencontrant les précédents : pour obtenir ce cas, où tous les corps du couronoïde sont figurés par des vecteurs, nous n'avons qu'à rapporter les trois corps B, C, D à leur orthogonal commun, lequel sera aussi orthogonal à tous les corps du couronoïde.

Rappelons maintenant que si, avec trois vecteurs L, M, N concourants deux à deux, nous formons un faisceau de ∞^2 vecteurs concourants P, du type symétrique

$$lL + mM + nN + pP = 0 \,, \tag{60}$$

il peut se présenter deux cas géométriquement distincts.

En effet, si nous considérons les déterminants

$$D' = |\, L'_k M_k' N_k' \,| \qquad \text{et} \qquad D'' = |\, L_k'' M_k'' N_k'' \,| \qquad (k = 1\,,\, 2\,,\, 3)$$

formés respectivement avec les parties réelles et les parties imaginaires des trois vecteurs donnés, le produit $D'D''$ est symétrique gauche d'ordre impair, comme il résulte des hypothèses

$$(LL)'' = 2 \sum L_k' L_k'' = 0 \,,$$

$$(LM)'' = \sum (L_k' M_k'' + L_k'' M_k') = 0 \,,$$

ou bien
$$\sum L_k' M_k'' = - \sum M_k' L_k'' \ \ldots \,.$$

Ainsi donc, puisque $D'D'' = 0$, la bisérie de base L, M, N donne tantôt $D'' = 0$, tantôt $D' = 0$ [1].

Le premier de ces deux cas est celui où les rayons L, M, N

[1]) Je laisse ici de côté le cas où les conditions $D' = 0$ et $D'' = 0$ auraient lieu à la fois : ce cas redonne simplement la construction de la couronne.

concourent en un seul point, le second a lieu quand ces mêmes rayons sont coplanaires. Et suivant qu'on a l'un ou l'autre, les rayons P de la formule (60) sont ceux d'une gerbe ou balayent un plan fixe. En résumé, *le couronoïde est le lieu des symétriques d'un corps fixe par rapport à tous les rayons issus d'un point ou couchés sur un plan.*

Ces deux variétés de couronoïdes correspondent à celles que j'ai qualifiées plus haut de couronoïdes *à centre* ou *à plan fixe.*

§ 24. Les propriétés des couronoïdes sont connues depuis longtemps ; si je leur consacre le présent paragraphe c'est afin de montrer avec quelle facilité ces propriétés se déduisent des notions analytiques ci-dessus.

1° Il est d'abord évident que trois corps B, C, D présentant un point commun, lequel peut être éventuellement placé à l'infini, définissent un couronoïde et un seul, ou bien, *que deux couronoïdes qui ont trois corps communs sont identiques, à moins que ces corps dépendent linéairement les uns des autres ou appartiennent à une même couronne.* Tout ceci résulte de l'équation (59).

2° En second lieu si un couronoïde contient deux corps B et C, il contient aussi toute la couronne $bB + cC$ qui joint ces corps ; cette propriété ne suppose pas que les couronoïdes possèdent le même centre. Limitons-nous, désormais, à ce dernier cas.

3° Je dis alors que *deux couronoïdes de même centre ont toujours une couronne commune,* tandis que *trois couronoïdes de même centre possèdent, en général, un corps commun et un seul.*

Considérons un corps A et trois axes L, M, N d'une gerbe ; faisons tourner trois fois le corps A autour du centre de la gerbe, nous engendrons trois corps concourants P_k, tels que [1]

$$P_k = (l_k L + m_k M + n_k N + p_k) A \ , \qquad k = 1, 2, 3 \ ,$$

[1]) Remarquer que les indices, à l'encontre des notations habituelles, ne désignent pas ici les composantes d'un même quaternion.

formule où les l, m, n, p sont quatre paramètres réels liés entre eux par la condition

$$l_k^2 + m_k^2 + n_k^2 + p_k^2 = 1 \ .$$

Un premier couronoïde, de base P_1, P_2, P_3, a pour équation

$$P = c_1P_1 + c_2P_2 + c_3P_3 \ .$$

On aura deux nouveaux couronoïdes de même centre

$$P' = c_1'P_1' + c_2'P_2' + c_3'P_3' , \quad \text{et} \quad P'' = c_1''P_1'' + c_2''P_2'' + c_3''P_3'' ,$$

en prenant au lieu des l, m, n, p d'autres valeurs $l', \ldots p'$, ou $l'' \ldots . p''$, de manière à changer successivement P_k en P_k' et en P_k''.

Dans les équations des couronoïdes P, P', P'', les paramètres c sont seuls variables, les autres lettres $l, l', l'', \ldots p''$ sont des constantes données.

Cela posé, les corps communs aux deux couronoïdes P et P' doivent vérifier l'équation $P = P'$; et celle-ci se partage en quatre autres équations linéaires obtenues en égalant dans chaque membre les coefficients des quaternions indépendants LA, MA, NA, A. Il y a de la sorte quatre équations homogènes à satisfaire entre les six inconnues c et c', dont les valeurs absolues ont en outre à vérifier la condition quadratique $(PP) = 1$.

Donc, conformément à l'énoncé, il existe au moins ∞^1 corps communs aux deux couronoïdes : ces corps communs, nous le savons d'ailleurs, forment une couronne. De plus, il est impossible que P et P' possèdent des corps communs en dehors de cette couronne, à moins qu'ils ne coïncident : c'est la première propriété démontrée plus haut.

De même, les équations $P = P' = P''$ qu'il faut écrire pour chercher les corps communs à trois couronoïdes se subdivisent en 8 équations algébriques, comportant 9 inconnues homogènes : ainsi, par un raisonnement identique au précédent, trois couronoïdes de même centre possèdent toujours au moins un corps commun, et en général ils n'en possèdent qu'un seul. Toutefois, il peut arriver que ces couronoïdes contiennent une même couronne ; celle-ci constitue alors leur intersection mutuelle complète.

4° Nous savons qu'on engendre le couronoïde en faisant tourner un corps A autour de tous les rayons d'un faisceau plan. Tout corps appartenant au couronoïde peut être employé dans cette construction à la place de A. De là résulte une correspondance entre les ∞^2 corps du couronoïde et les ∞^2 plans menés par son centre; étudions la loi de cette correspondance.

A cet effet, prenons les deux vecteurs L, M, associés au corps A, à angle droit l'un sur l'autre, de manière que non seulement $(LM)'' = 0$, mais même $(LM) = 0$; et puisque, de cette façon, LM est un vecteur, faisons $N = LM$.

Soient deux corps B, C, appartenant au couronoïde, de sorte que

$$B\bar{A} = l'L + m'M + n' \,, \qquad \text{et} \qquad CA = lL + mM + n \,, \tag{61}$$

équations où les coefficients sont assujettis à satisfaire les conditions

$$l^2 + m^2 + n^2 = l'^2 + m'^2 + n'^2 = 1 \,. \tag{62}$$

Par multiplication les équations (61) nous donnent

$$CB = (n + lL + mM)(n' - l'L - m'M) \,,$$

soit, calculs faits, et (ln') représentant le déterminant $ln' - l'n$, et ainsi des autres,

$$C\bar{B} = (ln')L + (mn')M + (ml')N + ll' + mm' + nn' \,. \tag{63}$$

Telle est la formule qui fournit le moyen de passer du corps fixe B, appartenant au couronoïde, à tout autre corps variable C faisant partie du même couronoïde. Il suffit de reconnaître que cette formule présente le même type que (61) : c'est bien ce qui a lieu.

En effet, d'une part, les déterminants (ln') vérifient l'identité, analogue à (62),

$$(ln')^2 + (mn')^2 + (ml')^2 + (ll' + mm' + nn')^2 = 1 \,,$$

et, en second lieu, quand on fait varier l, m, n, en laissant fixes l', m', n', le vecteur

$$(ln')L + (mn')M + (ml')N \,, \tag{64}$$

engendre un faisceau plan ; il est aisé de s'en assurer. Car tous ces vecteurs passent au même point. et en attribuant aux paramètres l, m, n successivement trois systèmes de valeurs, le déterminant des neuf quantités telles que (ln'), (ml'), (mn') est évidemment nul. De la sorte, le vecteur (64) peut être remplacé par $pP + qQ$, où P et Q sont deux vecteurs concourants ; leur introduction ramène le couronoïde (63) à la forme

$$C = (pP + qQ + r)B$$

complètement analogue à (61).

5° Pour en finir avec le couronoïde, il ne nous reste plus qu'à compter le nombre de tous les couronoïdes possibles.

Ces systèmes possèdent un centre qu'il faut fixer à la fois dans le corps mobile et dans l'espace, ce qui se peut de $\infty^{3+3} = \infty^6$ manières. Le centre étant donné, il faut encore faire tourner le corps autour de rayons issus du centre et compris dans un certain plan. Or A, dont le centre est fixe, occupe ∞^3 positions différentes, et le plan ∞^2 positions différentes, d'où ∞^5 couronoïdes. Mais nous savons que de cette manière le même couronoïde est engendré à ∞^2 exemplaires ; ainsi, au total, le nombre de tous les couronoïdes possibles monte à $\infty^{6+5-2} = \infty^9$.

(A suivre).

LES

RAYONS CORPUSCULAIRES DU SOLEIL

QUI PÉNÈTRENT DANS L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE

SONT-ILS NÉGATIFS OU POSITIFS ?

PAR

R. BIRKELAND

Introduction

§ 1. M. le prof. Störmer a publié récemment dans le *Terrestrial magnétism* [1] de très jolis résultats tirés de sa seconde série de photographies boréales prises pendant les quelques semaines qu'il passa au village de Bossekop, qui est devenu si célèbre depuis l'expédition de Bravais.

M. Störmer est le premier a avoir employé dans ce but des lentilles cinématographiques, et par ce moyen simple et nouveau il a obtenu des résultats très importants, plus précis et plus complets que ceux obtenus par les observations parallactiques directes des aurores boréales ; il lui a été possible, pour ainsi dire de photographier une aurore boréale aussi facilement qu'une maison.

L'observatoire du Mont Haldde, que j'ai construit, et dont M. Krogness [2] mon ancien assistant est aujourd'hui directeur, photographie de cette manière presque chaque fois que cela est possible, les belles aurores boréales qui se présentent, en continuant à le faire année après année pendant une période de

[1]) Mars 1915.

[2]) Krogness und Vegar, Höhenbestimmung des Nordlichts. *Videnskaps Selskap ets Skrifter,* N° 11 Kristiania 1914.

taches solaires entières pour en publier les résultats au fur et à mesure.

M. Störmer termine sa publication en se demandant si les rayons de l'aurore boréale sont produits par des corpuscules positifs ou négatifs et il croit pouvoir prouver qu'il s'agit de particules électriques chargées positivement.

Je pense que le raisonnement qui conduit le prof. Störmer à cette conclusion est certainement inexact à cause de la manière dont il traite les orages magnétiques polaires. J'ai déjà traité ce sujet dans mon ouvrage: Cause des orages magnétiques terrestres, p. 609. Expédition Norvégienne pour l'étude des aurores boréales polaires 1912-13, dont j'aurais souvent à faire mention dans la suite et que je désignererai pour simplifier par aurore polaire ou A. P.

Si les termes dont je me suis servi (loc. cit.) sont modérés, ma conviction sur ce point principal de ma théorie n'en est pas moins forte. J'ai acquis cette conviction au cours de 18 années d'études générales sur ce sujet et spécialement à la suite d'analyses comparées des résultats d'expériences faites sur la *terrella* [1] (A. P. p. 580-571) d'une part et d'autre part d'observations d'orages magnétiques polaires positifs et négatifs. (A. P. 536-540). Il ne faut pas oublier qu'en voulant soutenir la théorie que les rayons des aurores boréales et les orages magnétiques polaires sont généralement dus à des rayons corpusculaires d'origine solaire, il faut sciemment éliminer un fait très important qu'il est impossible de passer sous silence: c'est qu'en général les orages polaires positifs se produisent l'après-midi, les aurores boréales le soir et les orages polaires négatifs dans la nuit avec un maximum d'intensité juste après minuit.

Si ces phénomènes étaient généralement dus à des rayons positifs d'origine solaire directe, ils se produiraient d'une manière symétrique à celle décrite, mais du côté du levant de la terre et non à son couchant.

Un autre fait important doit être mentionné: La statistique

[1]) Nous désignerons dans ce qui suit par terrella un petit globe terrestre ayant servi aux expériences. Voir K. Birkeland, *Arch. des Sc. phys. et nat.*, t. XXXIII, 1912, p. 32 et suiv.

de toutes les perturbations enregistrées durant mon expédition de 1902-1903 dans les quatre stations de Matotchkin Schar, Kaafjord, Axelöen et Dyrafjord a démontré qu'il y a dans la journée une période de calme presque absolu, lorsque de très petites forces magnétiques sont seules en jeu. (Voir A. P., Tab. XCIV et XCVI p. 537 et 539). Pour Matotchkin Schar et Kaafjord qui se trouvent à la limite inférieure de la zone des aurores, cette période de calme a lieu respectivement entre 7 et 14 h. et entre 6 et 17 h. de l'heure de l'endroit.

Pour les autres stations qui sont beaucoup plus élevées, cette période est beaucoup plus courte et les forces agissantes sont plus grandes.

Ces résultats correspondent exactement avec la précipitation de rayons cathodiques sur la terrella (Voir A. P. fig. 219 p. 598). L'aimantation de la terrella est si forte dans ce cas, que la zone de précipitation correspond exactement avec la zone terrestre de l'aurore boréale. On voit qu'il n'y a pas de rayons éclairant la terrella depuis 6 h. ou 7 h. jusqu'à environ 14 h. pour les stations situées au bord inférieur à la précipitation, mais que les stations situées à une latitude plus élevées auront une période calme plus courte. Il semble après cela que si des rayons positifs pénètrent dans l'atmosphère terrestre *c'est à peine s'ils peuvent donner lieu à un effet magnétique perceptible, parce que leur action devrait précisément être un maximum pendant la période que nous avons reconnu être absolument calme.*

Mais dans les espaces cosmiques, les rayons polaires positifs qui existent probablement et même certainement ne semblent pas s'approcher assez de la terre pour qu'on puisse affirmer leur présence dans notre atmosphère. Il serait d'un grand intérêt d'effectuer des observations au levant de la terre sur ce phénomène, et de prouver par là l'existence de rayons solaires positifs; en ce qui me concerne je n'ai jamais rien pu observer de ce genre.

Avant d'entrer dans le détail de la discussion des théories des aurores boréales, et de démontrer l'erreur du raisonnement du prof. Störmer, je désire communiquer brièvement quelques nouveaux faits destinés à faire la lumière sur toute cette question de l'émanation des rayons de corpuscules du soleil dans l'espace.

Enregistrement de l'intensité de la lumière zodiacale

§ 2. Il m'est précisément possible actuellement de donner le résultat expérimental de recherches sur la lumière zodiacale effectuées simultanément au nord et au sud de l'Afrique par moi-même et par mon assistant M. K. Devik. Ces résultats démontrent d'une manière tout à fait concluante l'existence d'une puissante émission équatoriale permanente de rayons corpusculaires émanant du soleil sous forme d'un disque circulaire un peu aplati ; j'avais d'ailleurs supposé qu'il en était ainsi dans ma théorie sur la lumière zodiacale et j'avais été amené à cette hypothèse par des analogies expérimentales ([1]).

Au point de vue physique, il est très probable que ces nouveaux rayons solaires ne sont exclusivement ni des rayons positifs ni des rayons négatifs, mais sont des rayons des deux sortes. Les observations sur la lumière zodiacale mentionnés ci-dessus avaient pour but d'enregistrer son intensité par la photographie, pour voir s'il nous serait possible d'y découvrir des variations. L'enregistrement était obtenu en exposant à la lumière zodiacale un appareil d'Elster et Geitel qui était relié à un électromètre à torsion de Cromer, du modèle de ceux employés récemment pour la mesure de l'intensité de la lumière des étoiles. Lorsque mes recherches seront terminées je les publierai in « extenso », et si je ne désire en aucune façon en donner les résultats d'une façon anticipée, je veux cependant donner ici à une échelle réduite l'une des premières courbes enregistrées à Helouan le 16 mars 1915 par un temps tout à fait clair, entre 7 h. 19 et 8 h. 35, heure égyptienne.

La courbe n'est pas très bonne, mais elle montre de fortes oscillations dans la lumière zodiacale. Fréquemment les courbes avaient une certaine continuité mais le plus souvent elles présentaient des perturbations plus fréquents mêmes que celle que nous reproduisons.

[1]) Voir « Aurora Polaris » p. 611-631 et *C. R. Ac. Sc. Paris.* 6 févr. 1911, 20 juillet 1914, 31 août 1914. 14 sept. 1914, ces deux derniers en collaboration avec M. Skolem.

Parfois, mais très rarement, la courbe de l'intensité de la lumière présentait quelqu'analogie avec une courbe d'intensité magnétique horizontale enregistrée simultanément; d'autres fois au contraire il n'y avait aucune analogie. Ce n'est pas facile à comprendre puisque cette partie du disque de rayons qui entourent le soleil et que nous avons étudiée avec la chambre noire d'Elster et Geitel est absolument différente de celle qui contient les rayons se dirigant vers la terre et y provoquant les perturbations magnétiques. Les oscillations enregistrées par la photographie dans la lumière zodiacale rappellent le souvenir du maître-observateur de ce phénomène, le Rev. George Jones, qui publia ses résultats principaux dans le 3me volume du « Rapport de l'Expédition des Etats-Unis au Japon 1856. C'est lui qui le premier

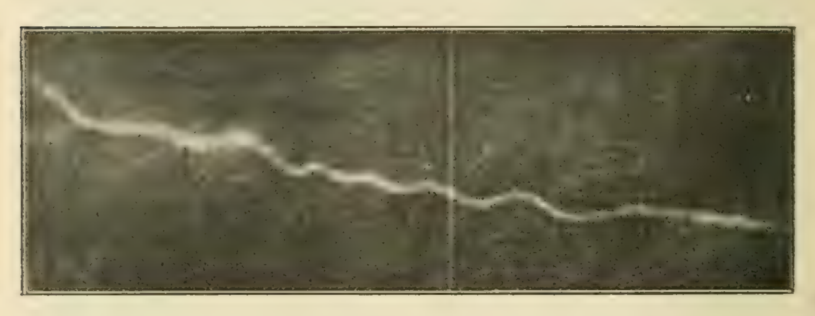


Fig. 1. — Courbe de l'intensité de la lumière zodiacale.

établit d'une manière certaine des oscillations dans la lumière zodiacale, et c'est pourquoi je propose de les appeler les « oscillations de Jones ». Elles sont de la plus haute importance théorique, parce qu'il ne peut-être mis en doute que des observations de ce genre prouvent la nature électrique du phénomène, qui donne naissance à la faible lumière que nous appelons la lumière zodiacale. J'ai maintenant clairement prouvé par des analogies expérimentales la possibilité de l'existence physique d'un disque de rayons autour du soleil comme le suppose ma théorie de la lumière zodiacale. L'expériences suggestive, figurée à la P. 667 et 669 de l'Aurora Polaris en donne une illustration

suffisante, mais je reproduis encore ici une bonne photographie d'une expérience postérieure de la même nature.

Nous avons vu comment autour de la sphère magnétique qui sert de cathode, il se forme un faisceau de rayons dans le plan de l'équateur magnétique. Je suppose qu'un faisceau pareil, mais de dimensions considérables, se trouve autour du soleil et tourne avec lui à cause de la manière dont il a été formé. On

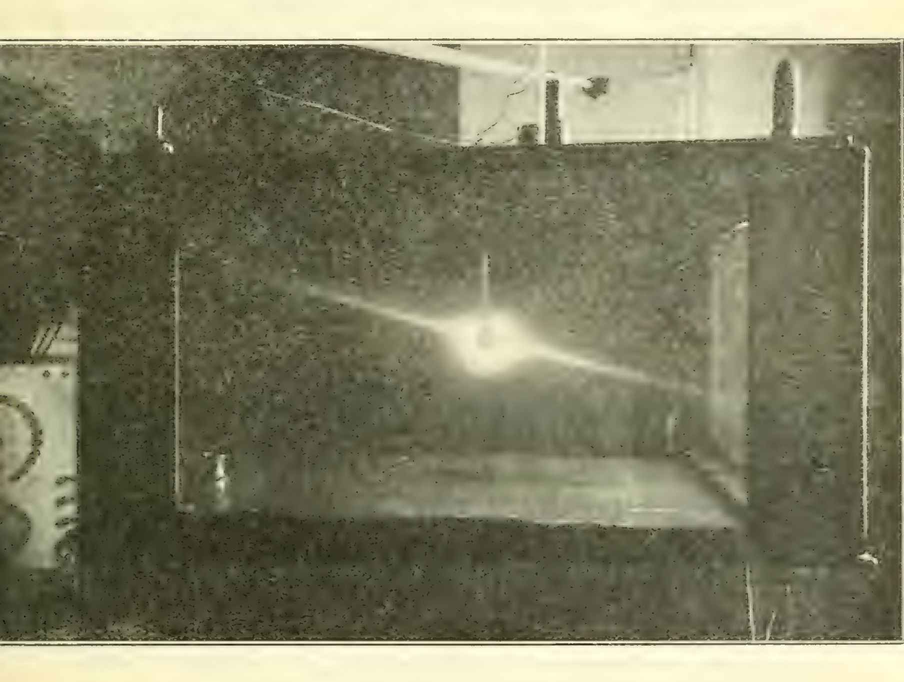


Fig. 2. — Lame de rayons corpusculaires dans le plan de l'équateur magnétique d'une sphère magnétique servant de cathode.

peut s'attendre à ce que la rotation de ce disque immense soit facilement reconnue par des observations, parce que l'on ne peut guère concevoir que ce disque soit homogène tout le tour du soleil dans le plan de l'équateur. Il y a d'ailleurs des phénomènes observés chaque mois, qui semblent en parfaite harmonie avec cette hypothèse. L'observatoire de Haldde a enregistré d'une façon continue les éléments magnétiques et a reconnu une période bien marquée et presque mensuelle de ces éléments

avec pourtant quelquefois des discontinuités. Le directeur de l'observatoire, M. Krogness, m'informe que la période pour 1913 est de 27,3 jours. L'on observe cette période régulièrement, qu'il y ait des taches solaires ou non ; elle est bien marquée aussi bien pour un minimum que pour un maximum des taches solaires. Ce fait considéré avec ma théorie des orages polaires magnétiques appuie l'idée que l'immense disque de rayons autour du soleil tourne toujours avec lui. Dans mon ouvrage A. P., p. 623, j'ai mentionné quelques faits connus au sujet du pouvoir de la matière radiante d'absorber et de diffuser la lumière solaire. Il est concevable que les rayons hélio-cathodiques lors de leur collision avec des ions dans l'espace cosmique produisent un grand nombre d'électrons de dispersion qui peuvent être entraînés et se trouver en raisonnance avec les ondes lumineuses provenant du soleil. Il est probable que c'est de cette manière que le disque de rayons corpusculaires autour du soleil nous est visible comme une lumière zodiacale.

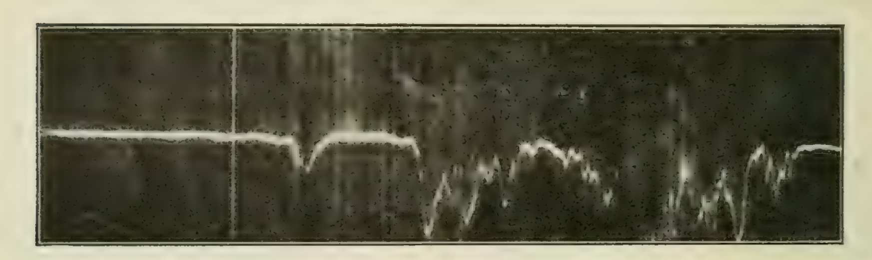


Fig. 3. — Courbe de l'intensité de la lumière de Saturne partiellement voilée par de légers nuages.

Reportons-nous un instant à la courbe d'intensité de la Fig. 1. En collaboration avec M. Knox-Shaw, directeur de l'observatoire d'Helouan, nous avons enregistré quelquefois l'intensité de la lumière de Saturne à l'aide du réflecteur de trente pouces, dans le but de voir de quelle manière la transparence de l'atmosphère influençait les courbes d'intensité de la lumière.

Les courbes de Saturne ont une trajectoire presque horizontale et sont tout à fait unies lorsque le temps est calme.

La fig. 3 représente une courbe enregistrée le 11 avril 1915,

de 8 h. 10 à 9 h. 15, heure d'Egypte, la soirée fut d'abord claire, puis plus tard de légers nuages apparurent dans le ciel en sorte que la lumière de la planète fut partiellement voilée.

Le but principal de ces expériences sur Saturne était de voir si nous pouvons découvrir de petites variations dans l'intensité lumineuse de l'anneau correspondant à ce que nous avons trouvé pour la lumière zodiacale.

Nous n'avons pas réussi à trouver des variations de ce genre. Mais avec le réflecteur le plus grand qui existe, et avec une disposition meilleure de la chambre noire et de l'électromètre, il serait facile d'avoir des déviations trente fois plus grandes que celles que nous observions. Les courbes d'intensité de Saturne, s'il était possible d'éliminer complètement la lumière de la planète, pour ne faire agir que celles de l'anneau seraient d'un grand intérêt scientifique.

Des causes des grands changements climatériques de la période tertiaire

§ 3. Les variations dans l'intensité des courbes de la lumière zodiacale, sont, comme cela a été mentionné, d'une très grande importance pour la théorie, parce qu'elles prouvent immédiatement la nature électrique du phénomène. J'estime que la lumière zodiacale est le signe visible d'un phénomène actuellement rudimentaire qui, dans un temps très reculé, était beaucoup plus développé. Je pense que le disque de rayons corpusculaires autour du soleil s'étendait autrefois avec une densité considérable jusqu'à l'orbite de Neptune, ou même plus loin. Aujourd'hui nous ne pouvons voir le disque de rayons que juste en dehors de l'orbite terrestre comme l'ont démontré les observations sur la lumière zodiacale.

J'eus l'idée d'examiner si un immense disque semblable de matière radiante, chargé de ions positifs et négatifs continuellement émis par le soleil à peu près de la même manière dont on suppose que se fait l'émanation des électrons, pourrait ras-

sembler et former différents anneaux matériels composés de particules non concrètes. Ce problème est discuté à fond dans A. P. p. 67 à 72 [1].

Je veux maintenant mettre en discussion une question importante relative à ce disque de rayons, presque permanent autour du soleil, dont les variations en intensité ont été maintenant enregistrées par la photographie.

Est-il possible que les grandes variations climatériques sur la terre, survenues pendant la période tertiaire soient dues aux rayons de soleil corpusculaires récemment découverts?

Au début de la période tertiaire, avant le grand âge de glace, les figuiers, les palmiers et les magnolias semblent avoir été la caractéristique de latitudes aussi elevés que le Grœnland et le Spitzberg dont les côtes sont aujourd'hui occupés presque toute l'année par les glaces [2]. Le climat chaud de ces régions est d'autant plus remarquable que la végétation à la même époque du Japon, du Kamtchatka et d'autres parties du nord-est de l'Asie indique une température passablement plus froide que celle d'aujourd'hui.

« Comme le Grœnland et le Japon sont situés du côté opposé du pôle, on a émis l'hypothèse que le pôle a dévié depuis cette période. » Cette théorie ne peut cependant être acceptée sans difficultés, et il faut chercher l'explication ailleurs. Il y a deux questions à traiter à la fois au début de notre discussion : 1° dans quelle région de la terre les rayons corpusculaires du soleil pénètrent-ils dans notre atmosphère et dans quelles conditions ces rayons pénétreront-ils assez profondement pour être absorbés? 2° quelle energie peut-on supposer que représente la projection des rayons? Nous pouvons donner à ces deux questions des réponses satisfaisantes.

[1]) Voir aussi: Sur l'origine des planètes et de leurs satellites. *C. R.* 1912, t. 155, p. 892, Paris. De l'origine des mondes. *Arch. Sc. Phys. et nat.* Genève, juin 1913.

[2]) Voir *Ainsworth Davis*, Science in modern life, Vol. II, Londres 1909. Geology par O. T. Jones, ouvrage dans lequel j'ai pris la liberté de puiser beaucoup de citations.

Phénomènes lumineux au-dessus de la zone aurorale

§ 4. Les rayons se projetteront sur la terre dans les zones dites aurorales, soit deux bandes presque circulaires autour des points d'intersection de l'axe magnétique et de la surface de la terre, l'un pas très loin du Pôle Nord (actuellement N.-O. du Grœnland), et un point respectivement à la même distance du Pôle Sud. J'ai donné dans mon A. P., p. 327 et 598, une idée très précise de la manière dont les rayons sont projetés autour des régions polaires de la terre.

Le Grœnland et le Spitzberg sont en dedans de la zone aurorale ; le Japon et le Kamtchatka en sont au contraire très éloignés ; de fait le Japon est près de l'équateur magnétique.

Les conditions qui doivent exister pour que la plus grande partie des rayons crépusculaires pénètrent profondément dans notre atmosphère sont faciles à déterminer. Nous croyons aujourd'hui que la plupart des rayons, pendant les grands orages magnétiques, arrivent et retournent à une hauteur d'environ 500 km. de la surface de la terre. C'est d'ailleurs le résultat auquel je suis arrivé lorsque la projection des rayons s'effectuait entre mes deux stations de Kaafjord et d'Axeloën, en 1902-1903. (Voir A. P., p. 309.) L'énergie des projections crépusculaires de ce genre est, comme nous le verrons, absolument prodigieuse.

Mais même si la plus grande partie des rayons passent actuellement à une hauteur de 500 km., il y aura quelques rayons dans la partie inférieure de la projection qui passeront si près de la terre que l'atmosphère en deviendra lumineuse. Quelques rayons, en très petit nombre, descendent tout droit et presque parallèlement aux lignes de force magnétiques ; ils donnent un brillant rideau de lumière polaire et sont ainsi complètement absorbés par l'atmosphère.

Mais il y a deux autres classes de phénomènes lumineux sur lesquels je veux spécialement attirer l'attention. M. Krogness, qui a maintenant plusieurs années d'expérience comme directeur de l'observatoire Haldde, a l'impression que chaque fois qu'il y a un fort orage magnétique, on voit un arc de lumière

boréal qui traverse le ciel haut dans l'atmosphère, juste en dessous du parcours le plus rapproché de la terre que suit en général le faisceau de rayons cosmiques, le long de la zone aurorale, tantôt à l'est et tantôt à l'ouest. Je pense que ce point est bien établi mais mérite d'être examiné de plus près.

L'autre phénomène lumineux, dont il a été fait mention, sont les remarquables nuits lumineuses de la région polaire qui ont attiré l'attention de tant d'observateurs. J'ai observé ce phénomène moi-même plus d'une fois. Le ciel, le soir et la nuit, même après minuit et au milieu de l'hiver peut être merveilleusement brillant plusieurs jours de suite. Il est probable que la radiation ordinaire de la chaleur de la surface de la terre sera moins forte de nuit sous un ciel brillant de la sorte que sous un ciel clair ordinaire. Il ne peut être mis en doute que cette luminosité est due à une luminescence électrique uniforme. Le spectroscope montre la raie de lumiére polaire λ : 5571 dans tout le ciel.

A mon avis cette luminescence presque permanente est produite par des rayons attirés magnétiquement dans la direction de la zone aurorale par le disque permanent de rayons qui entoure le soleil et dont, en d'autres circonstances, la lumière zodiacale est la manifestation. Ce phénomène peut donc être lié intimément à une sorte de lumière zodiacale que l'on voit directement au nord aux environs du solstice d'été, lumière qui a été étudiée par Cambell, Fath [1], Barnard et Newcomb.

On a observé à l'Observatoire de Like, en juin 1908, que cette lumière atteignait à minuit 18° au-dessus de l'horizon au nord. Les observations ont montré qu'avant minuit le maximum d'intensité se trouvait à quelques degrés à l'ouest et qu'après minuit le maximum était graduellement déplacé vers l'est. Newcomb a étudié cette forme de la lumière zodiacale du haut d'une montagne de 7700 pieds, en Suisse. Il est arrivé à la conclusion que cette lumière zodiacale était suffisamment brillante pour être distinguée à une distance de 35° au nord du

[1]) Fath, The northern limit of the Zodiacal light (*P. A. S. P.* 1908, Vol. XX, p 280).

soleil, et il ajoute ce qui suit[1] : « la limite de 35° que j'ai fixée « me paraît néanmoins beaucoup plus précise qu'aucune autre « limite qui ait pu ou pourra jamais été fixée. »

Il me semble qu'il y a de bonnes raisons pour croire que cette lumière zodiacale au nord est due au cône bien défini de rayons électriques solaires attirés vers la zone aurorale par le magnétisme terrestre. En été ce cône est considérablement plus fort qu'en hiver et sera visible sur la terre de latitudes beaucoup plus faibles étant donné la position de l'axe de la terre. Cette hypothèse explique tous les faits observés. Rappelons d'abord la forme de ce cône d'après nos expériences sur la terrella.

Dans mon livre A. P., p. 299, on trouvera déjà quelques très bonnes photographies, mais les fig. 200 et 219 donnent la meilleure indication ; car sur la première on voit par le côté les deux cônes attirés vers le pôle nord et le pôle sud et sur la seconde nous voyons d'en haut le cône de rayons projeté vers le pôle nord légèrement au couchant de la terre. La dernière photographie montre qu'un observateur placé à minuit à une latitude convenable verra le maximum de la lumière à l'ouest, mais qu'après minuit le maximum sera déplacé à l'est. La comparaison entre les observations de Fath et celles de Newcomb d'après lesquelles le bord supérieur de la lumière est mieux délimité que pour la lumière zodiacale ordinaire, est maintenant facile à comprendre parce que les rayons attirés magnétiquement forment toujours un cône assez bien défini, que depuis son poste d'observation il regardait tout le long de la partie nord de la surface du cône.

Conditions pour l'absorption de la projection corpusculaire

§. 5. Quelles doivent être maintenant les conditions à remplir pour que si ces nouveaux rayons solaires pénètrent assez profondément dans l'atmosphère leur énorme énergie y soit transformée en chaleur ?

[1] Newcomb, Am. observation of the Zodiacal light to the north of the sun (*Aph. Z.*, 22, p. 209).

Pour répondre à cette question nous ne pouvons pas nous servir des résultats de l'analyse mathématique qui considère la terre comme un aimant élémentaire, parce que les phénomènes que nous étudions ont lieu trop près de sa surface. Mais nous pouvons très bien nous servir des résultats des expériences de la terrella qui sont très instructives, même dans ce cas. Il est hors de doute que la hauteur au-dessus de la surface de la terre à laquelle passe le faisceau de rayons corpusculaires, dépend dans une large mesure de l'intensité du magnétisme terrestre et par conséquent d'une manière correspondante de la force magnétique des rayons cathodiques solaires. On trouvera A. P., p. 591 à 595 les indications nécessaires sur les dimensions des anneaux de projection sur la terrella. Ces anneaux correspondent aux zones aurorales de la terre. Deux séries d'expériences exécutées avec des rayons cathodiques de 1800 et de 2400 volts nous ont montré en premier lieu que plus les rayons employés sont forts et plus l'aimantation de la terrella est faible, plus grands sont les anneaux polaires de projection. Elles nous ont montré ensuite que plus la terrella est aimantée, plus la bande de lumière dans l'anneau se rétrécit, et plus faible devient le nombre des rayons qui sont attirés vers la terrella dans l'anneau de projection. Il doit certainement exister une certaine aimantation pour laquelle on aura un maximum de rayons projetés sur la terrella. Il est intéressant en conséquence de constater que d'après notre théorie et les analogies expérimentales une aurore boréale qui se produit à une faible altitude au-dessus de la terre doit être due à des rayons plus puissants qu'une aurore boréale qui ne se produit que dans la zone aurorale ordinaire, et que plus l'aurore boréale s'étend loin vers les latitudes sud, plus sa largeur sera grande, et nous pouvons prévoir qu'elle sera visible simultanément au zénith au-dessus d'une grande étendue de la terre.

Les photographies 2 et 8 de la fig. 218 A. P., p. 593 sont spécialement dans ce cas d'une grande utilité si on les compare avec les expériences représentées à la fig. 219. Il semble que pour des rayons cathodiques de 2400 volts et une intensité magnétique de 1600 unités C. G. S. Au pôle de la terrella les anneaux de projection ont un diamètre sphérique moyen de 88

et une surface trois ou quatre fois plus grande que les anneaux de projection pour les mêmes rayons, mais avec 2800 unités C. G. S. d'intensité polaire.

Si l'on donne à l'intensité polaire une valeur triple de celle qu'elle avait dans le premier cas, la surface de la zone de projection annulaire sera 12 à 14 fois plus petite.

Avec des rayons de 2000 volts et une intensité polaire d'environ 4500 unités C. G. S. nous trouvons un anneau de projection d'un diamètre moyen de 45°, qui correspond exactement à la zone aurorale sur la terre.

L'épaisseur de la zone sur la terrella est d'environ 2,5° correspondant à environ 280 km. sur la terre de telle sorte que, si la force des rayons corpusculaires est uniforme, il n'y aura pas ordinairement dans la zone aurorale de projections simultanées de rayons distantes latéralement les unes des autres de plus de 300 km. Mais, comme cela a été dit plus haut, ce n'est pas seulement l'intensité magnétique qui détermine les dimensions des anneaux de projection, mais aussi la force des rayons.

Pour des rayons corpusculaires nous avons, comme on sait,

$$H \cdot \rho = \frac{mv}{e},$$

où H est l'intensité du champ magnétique, ρ le rayon de courbure des rayons, m la masse d'une particule électrique, e sa charge et v sa vitesse. Avec une certaine espèce de rayons, ρ sera par exemple visiblement toujours trois fois plus grand pour une valeur trois fois moindre de H, où que ce soit dans le champ magnétique. Mais si le champ magnétique est maintenu constant, nous pourrons également obtenir une valeur de ρ trois fois supérieure, en prenant des rayons trois fois plus forts, lorsque par conséquent $\frac{mv}{e}$ est trois fois plus grand.

De ces expériences j'ai tiré la conclusion que pour les rayons corpusculaires solaires qui pénètrent dans la zone aurorale on a :

$$H \cdot \rho = 3 \times 10^5 \qquad \text{(A. P., 595)}.$$

Mais j'ai admis que la valeur de $H\rho$ n'est pas toujours la même et peut varier de 1 à 10 millions.

De ce qui précède, nous voyons que si *tous* les rayons corpusculaires sont assez peu puissants pour que $H\rho = 10^6$, il n'y aurait pratiquement aucun rayon corpusculaire solaire qui serait attiré vers la terre. Mais si au contraire $H\rho$ avait toujours la valeur 10^7 C. G. S., ces rayons pénétreraient dans l'atmosphère sur une surface environ quinze fois plus grande qu'ils ne le font dans la zone aurorale actuelle, pour une valeur de $H\rho = 3 \times 10^6$. Et ce qui est encore plus important, les rayons pénétreraient réellement tout à fait profond dans l'atmosphère.

Si une fois ou l'autre $H\rho$ avait eu la valeur 10^7C.G.S. pour les rayons du disque permanent autour du soleil, qui se manifeste actuellement comme lumière zodiacale, les conditions de température sur la terre auraient été absolument différentes de celles que nous avons aujourd'hui, comme nous allons le voir.

Il y a cependant une catégorie importante d'orages magnétiques, qui fait croire à l'existence de rayons corpusculaires solaires encore beaucoup plus puissants que ceux déjà mentionnés. J'ai appelé ces orages les orages « cyclo-médians ».

Il n'y a, dans nos observations de 1902 et 1903, qu'un orage de ce genre, de telle sorte que cette catégorie de perturbations n'a pas encore éte très bien étudiée, mais il y a beaucoup d'orages cyclo-médians survenant sur la terre; leur intensité est parfois très grande, mais pas spécialement dans la région polaire. Dans le matériel d'observations, de 1902 à 1903, on n'a choisit que les observations magnétiques enregistrées aux vingt-sept observatoires qui participent à ce travail, survenues à des dates auxquelles avait eu lieu quelque grand orage magnétique; on pourra donc facilement comprendre que les orages cyclo-médians manquent aux observations de nos quatre stations polaires.

Il semble que les orages cyclo-médians sont dus à un système de courants de rayons qui apparaît aux faibles latitudes, à une hauteur au-dessus de la terre qui est certainement considérable, mais qui est petite cependant, comparée aux dimensions de la terre elle-même.

Dans nos expériences avec la terrella, j'ai cherché à prouver la démonstration d'un système semblable au moyen de rayons cathodiques très forts de 10,000 volts et avec une faible aiman-

tation de la terrella. On trouvera dans A. P., p. 151 et 153, quelques reproductions photographiques de ces expériences.

Il est intéressant de remarquer que si l'on commence les expériences avec une aimantation nulle de la terrella et qu'on l'augmente graduellement jusqu'aux aimantations les plus fortes qu'on puisse obtenir, la projection des rayons commencera par se retirer du pôle pour s'amasser des deux côtés de la région équatoriale, puis disparaîtra autour de l'équateur ; les rayons formeront alors deux zones aurorales se rapprochant finalement du pôle, devenant de plus en plus minces, de telle sorte que le nombre des rayons frappant la terrella diminue toujours très rapidement.

Feu M. le prof. Störmer a calculé les trajectoires correspondant à ces expériences, en considérant la terre comme un aimant élémentaire et ses résultats sont mentionnés dans A. P., p. 151 à 160. Il a trouvé que la valeur de $H\rho$ doit être excessivement grande pour les rayons susceptibles de produire des tourbillons cycloniques comme ceux observés sur la terre ; il a trouvé la valeur de 93 millions. A cette époque, je n'ai pas attaché de signification physique à cette valeur énorme de $H\rho$. Ce n'est que plus tard, lorsque j'eus trouvé que $H\rho$ valait 3 millions pour les rayons projetés dans la zone aurorale, que j'eus l'idée que nous avions à faire à des rayons cathodiques très puissants que j'ai appelés les rayons hélio-cathodiques ; j'ai calculé que la tension électrique négative nécessaire à la projection de ces rayons était de 600 millions de volts.

D'après cela, il semble que nous pouvons admettre que le soleil, en diverses circonstances, lors d'éruptions électriques fréquemment de très courte durée, peut envoyer des rayons qui atteignent la terre et pour lesquels $H\rho$ est compris entre un et cent millions.

(A suivre).

DES INSTRUMENTS AUX MOLÉCULES[1]

PAR

Albert PERRIER

Depuis fort longtemps, et à l'heure actuelle avec une particulière acuité, deux problèmes hantent les cerveaux des physiciens : la transmission des forces à travers les espaces vides de matière d'une part, la structure de la matière pondérable de l'autre.

Le premier est pour l'instant plus particulièrement l'apanage des physico-mathématiciens ; aussi, chargé de l'enseignement de la physique expérimentale, le laisserai-je de côté aujourd'hui pour m'attacher au second qui de beaucoup occupe le plus les les laboratoires.

Personne n'ignore qu'à l'heure actuelle l'ancienne hypothèse de la constitution discontinue ou moléculaire de la matière est entrée dans le domaine des réalités, qu'en d'autres termes l'existence objective des molécules ne saurait plus être l'objet d'une contestation sérieuse. Où l'effort des physiciens se concentre maintenant, c'est sur la connaissance même de ces entités les molécules, et de leurs sous-constituants les atomes.

De quelle manière cette profonde énigme est entamée de toutes parts, comment de l'expérience brute les physiciens arrivent à tirer des renseignements sur ces infiniment petits, c'est ce dont je me propose de vous donner une idée pendant les quelques instants d'attention que l'on veut bien m'accorder. Notre but

[1]) Discours prononcé — à quelques légères modifications près — par l'auteur lors de son installation comme professeur ordinaire de physique à l'Université de Lausanne. Un temps limité à 20 minutes et un auditoire sans préparation physique ont imposé une forme élémentaire, intuitive et brève ; il a été impossible de s'arrêter à des réserves ou des développements qui pourraient paraître nécessaires.

sera donc de surprendre, si je puis dire, le chercheur sur le fait et cela en nous aidant de quelques exemples récents.

Les molécules, comme les atomes, sont des individus, des organismes matériels ; un individu, un mécanisme, un édifice présente des dimensions, des proportions, sa face antérieure peut ne pas être identique à sa face postérieure, il aura un poids, une couleur, il peut être doué de mouvements, que sais-je... autant de propriétés que peuvent posséder nos éléments de matière et que nous devons déceler.

Le biologiste qui veut étudier *le* lapin prend dans son laboratoire *un* lapin et fait sur lui ses observations et ses expériences ; le physicien, concluons-nous par analogie, qui veut étudier la vie et les mœurs des molécules de cuivre va de même se mettre en tête-à-tête avec une molécule et l'étudier à loisir... Hélas ! il se trouve devant un organisme si minuscule que ses microscopes les plus puissants ne peuvent pas en apercevoir des agglomérations de centaines de milles ; et il ne faut pas moins d'un milliard de milliards de molécules de fer pour bâtir une seule tête d'épingle !

Et cependant cette méthode directe qu'on pourrait qualifier d'individuelle par opposition à une autre que nous rencontrerons tout à l'heure, a réellement été appliquée et avec succès. Mais comment ?

Considérez pour un instant des événements à notre grossière échelle : un obus est un objet gros comme une tête d'homme et cependant les incendies multiple qu'il peut allumer sont observables à bien des kilomètres ; en face d'une ville de centaines de mille âmes, l'homme est bien petit qui peut par le seul jeu d'un levier lui donner la lumière ou la plonger dans l'obscurité, par quoi cependant il manifeste au loins son activité *individuelle*. Et semblablement, vous demanderez-vous revenant à notre question d'extrêmement petits, si cette particule infime qu'est un atome nous est inaccessible par elle-même, ne pouvons-nous entrevoir au moins des effets de son existence isolée assez intenses pour impressionner nos sens ou nos instruments et par là obtenir des éléments d'enquête sur ses mœurs ?

L'expérience, entre des mains prodigieusement habiles, s'est déjà chargée de répondre. Elle a pu par exemple compter —

électriquement, car là comme ailleurs les procédés électriques sont sans cesse sur la brèche — compter, dit-je, le nombre de projectiles, molécules eux-mêmes, lancés par d'autres molécules en train d'exploser. Puis elle a réussi à déceler, à photographier même, le parcours d'un seul atome traversant l'air à la façon d'un projectile, et cela justement au moyen des effets destructifs produits sur des molécules rencontrées chemin faisant. Et l'expérience directe a accompli bien d'autres merveilles encore. Je regrette de ne pouvoir en citer assez pour faire naître en vous l'impression dominante qui se dégage de l'étude de tous ces travaux, celle de l'élégance la plus admirable dans l'ingéniosité la plus subtile.

Mais toutefois ces qualités ne peuvent racheter complètement un côté faible : par la nature même des choses, l'observation de phénomènes si extraordinairement minuscules que ceux provoqués par un seul ou quelques atomes reste peu sûre, et si brillante et suggestive soit-elle, cette poursuite directe de l'infiniment petit doit encore se contenter d'approximations parfois grossières.

Mais y a-t-il d'autres possibilités que l'étude directe des individus ? Oui il y en a, et ces méthodes, dont je vais vous entretenir maintenant, ont engendré une quantité de travaux et de travaux féconds beaucoup plus considérable que les premières.

Le chercheur renonce ici délibérément à saisir sur le fait les phénomènes intimes de la nature ; il accepte résolument son rôle, normal en somme, d'observateur lointain d'un monde qui ne s'offre à sa vue que dans son ensemble. Jugez d'ailleurs de la distance si je vous dis qu'entre la grandeur d'une molécule de ma main et sa distance à mon œil il y a grossièrement le même rapport qu'entre la grandeur de l'étoile Sirius et sa distance à la terre.

Mais en revanche les phénomènes que l'expérimentateur aura à étudier seront cette fois aussi intenses qu'il lui plaira, car disposant de blocs de matière à l'échelle de ses organes ce qui s'y passe est la somme d'un nombre formidable de phénomènes élémentaires ; ce qu'il observe et mesure ce sont

ici des dilatations, des changements d'état, de l'électrisation, de la luminosité... Or il doit s'en servir à ses fins, la connaissance des molécules, et il s'agit donc de relier cela à ceci, le résultat habituel de la mesure à son origine profonde, la mimique extérieure de la matière aux réactions en quelque sorte intra-cérébrales dont elle est la manifestation.

Permettez-moi, pour illustrer le genre de raisonnements qu'il va faire à cet effet, de m'aider d'une parabole. J'imagine une immense armée en train de se rassembler, les soldats portent un uniforme à l'ancienne, ce ne sont pas de monotones porte-sacs gris, khakis ou résédas, il sont au contraire tous pourvus sur un habit franchement bleu, d'un plastron brillamment écarlate, c'est là une supposition essentielle. Observateurs gigantesques, nous regardons de très loin cette armée encore dans la période ou, non organisée, tous les hommes sont réunis en groupes les plus divers et dans toutes les positions possibles ; nous ne distinguons pas les individus, mais d'où que nous soyons, toute la plaine nous apparaît comme recouverte d'une teinte *moyenne* entre le rouge et le bleu, d'une teinte violacée. Soudain un ordre est transmis, la masse amorphe s'agite, les unités se forment, en peu d'instants tout le monde est au garde-à-vous, tous en particulier *regardent dans la même direction.* Cette foule n'a pas varié dans sa composition, ses éléments sont les mêmes, à peine se sont-ils déplacés, et cependant tout a changé maintenant pour nous : en nous plaçant en avant, la plaine donne la note générale de tous les plastrons, elle apparaît rouge : observée de l'arrière, au contraire, elle ne peut être que bleue ; et d'ailleurs un seul commandement de demi-tour renverse ces apparences.

Voilà la parabole et voici l'interprétation : nous admettons que chaque soldat représente une molécule, leur immense assemblée un corps tel que nous les connaissons, que l'ordre du chef soit l'action de quelque agent physique ; il pourra se produire alors que sans autre modification que cette influence, le corps présente des propriétés non identiques suivant la direction dans laquelle on observe, que les deux extrémités d'un barreau métallique, par exemple, agissent différemment. Le phénomène déterminé et nous laissant guider par le parallèle

choisi, nous en tirerons immédiatement deux conclusions : la première que les molécules, tout comme nos soldats, ont dû tourner, s'orienter dans une même direction, la seconde que comme chez eux encore quelque chose différencie leurs faces, qu'en un mot elles doivent présenter une *dissymétrie*.

Voilà, n'est-il pas vrai, d'étranges conclusions, admettre par exemple que dans un rigide morceau de fer des particules peuvent se retourner dans tous les sens ! C'est cependant ce que l'on doit admettre aujourd'hui et cela vous montre combien large est la brèche que nous venons d'ouvrir d'un seul coup dans le secret qui entoure le monde moléculaire, et d'ouvrir expérimentalement sans qu'il soit néccessaire de saisir individuellement ses éléments ; bien mieux, cette fois-ci, plus leur nombre est énorme et plus les observations sont sûres.

Mais je pressens déjà deux questions sur vos lèvres. Quels sont en premier lieu les agents d'assez d'autorité pour commander de la sorte à la matière dans ses plus secrets éléments ? Ils ne sont point nombreux, on peut même dire qu'il n'y en a guère que deux dans l'état actuel de la science, car nombre d'actions qui en semblent indépendantes s'y ramènent enfin de compte : ces deux agents sont les *forces électriques* et les *forces magnétiques*.

Et puis, en second lieu, quelle peut bien être la nature des des différences observables ainsi entre les faces d'un même corps parfaitement homogène ? Car bien entendu elles ne s'habillent pas automatiquement de rouge et de bleu ! Ici je n'ai que l'embarras du choix, ces dissymétries seront des charges électriques positives et négatives, des pôles magnétiques, diverses propriétés optiques, etc. ; la liste est inépuisablement variée des phénomènes merveilleux dont les corps peuvent être le siège, sans que leur apparence ou leur consistance soit modifiée le moins du monde, simplement parce qu'on aura fait s'orienter leurs molécules.

Je viens de vous donner par un groupe particulier de faits un aperçu sur la manière dont le physicien tire de l'observation immédiate des clartés sur les mécanismes élémentaires ; j'ai schématisé, par suite simplifié beaucoup. Si les demi-tours de

nos guerriers sont propres à vous donner une image nette des orientations moléculaires et de leurs effets, ils n'en donnent cependant qu'une image grossière. En réalité l'armée des molécules est peu disciplinée, elle n'est en aucune façon de celles où le *drill* est en faveur, et les individualités qui la composent sont par-dessus tout incapables de rester tranquilles, fût-ce sous les ordres de champs magnétiques ou électriques. On a à compter en un mot avec ce que les physiciens nomment *l'agitation thermique* qui se mesure de l'extérieur par la *température*.

C'est là, on s'en rend compte sans peine, une complication très grave; mais on a pu constater à ce propos que, comme toujours, difficulté nouvelle n'a été que stimulant nouveau de recherche. En fait celle-là a été vaincue en la suscitant par une des créations les plus géniales des dernières décades du XIXe siècle.

L'essence de cette création théorique est un élargissement de l'idée qui nous a conduits jusqu'ici en ce sens que les raisonnements sur les grand nombres et surtout sur les *moyennes* y jouent un rôle plus prépondérant encore : assimilons nos éléments de matière non plus à des soldats identiques mais aux citoyens d'une nation qui, par ailleurs semblables, ont des *activités* plus ou moins diverses et variées ; dans son ensembles et pendant de longues périodes de temps, cette nation suit cependant certaines lois fixes et obéit plus ou moins à des grands courants, à des influences générales (économiques, géographiques, etc.) que les statistiques permettent de dégager ; et en fin de compte on peut en tirer des caractères de l'individu moyen d'une race. Eh bien, la physique moléculaire, je devrais dire la physique tout court, trouve à l'heure actuelle ses fondements les plus essentiels peut-être dans des méthodes statistiques ; et la marque saillante de ces méthodes est l'*introduction du calcul des probabilités*. Cette notion de probabilité occupe maintenant dans les réflexions des physiciens une place plus considérable, je pense, que dans celle des spécialistes des compagnies d'assurances. C'est là, notons-le en passant, un fait dont la portée philosophique ne saurait échapper à personne.

Ce sont elles, ces méthodes statistiques, les véritables in-

struments qui ont permis la liaison complète, la liaison quantitative entre les phénomènes tels qu'ils se présentent à nos sens et les phénomènes du monde moléculaire: ce passage délicat est leur œuvre et les expérimentateurs qui enregistrent journellement les renseignements les plus inattendus sur la constitution de la matière sont, dans leur grande majorité, les héritiers heureux des théoriciens de génie qui les ont créées.

Parmi ces derniers, car ils sont plusieurs, permettez-moi de citer un seul nom, celui du véritable précurseur cent cinquante ans avant la lettre, et notre compatriote, le Bâlois Daniel Bernoulli.

Les succès remportés sous l'égide des théories statistiques ne se comptent plus, il serait vain de vouloir en exposer une fraction notable([1]). On me permettra cependant pour ne pas vous laisser une impression trop abstraite de ces considérations d'en indiquer quelques sanctions expérimentales. A cet effet je choisirai parmi les résultats de travaux que j'ai exécutés seul ou en collaboration([2]).

Partant de l'hypothèse initiale des dissymétries moléculaires, divers travaux (P. Curie, Weiss) avaient conduit à l'hypothèse complémentaire de forces orientantes s'exerçant de molécule à molécule; une série de mesures magnétiques à très basse température en mettant au jour des anomalies systématiques à une loi fondamentale conduirent d'abord à généraliser cette hypothèse tout en expliquant simplement ces anomalies de prime abord incompréhensibles; conduirent ensuite par un raisonnement théorique simple à en prévoir la disparition par interposition de molécules hétérogènes, et l'expérience, d'ailleurs très délicate et nécessitant des moyens que seul le laboratoire

[1]) Il est intéressant de constater en outre actuellement une réaction inverse des recherches physiques sur les bases du calcul des probabilités lui-même; voir à ce sujet les récents travaux de M. Ed. Guillaume *(Archives,* 1914 et 1915).

[2]) Voir Albert Perrier, mémoires divers sur l'hystérèse, les grandeurs homologues, l'aimantation rémanente, *(Archives Sc. phys. et nat. 1909 et 1912),* aussi série de publications en collaboration avec H. Kamerlingh Onnes sur le ferro-, le para- et le diamagnétisme aux très basses températures *(Communications from the phys. Lab. of the University Leyden*, 1911, 1912 et 1914).

de Leyde pouvait offrir, confirmait cette prévision, donnait par là en même temps une preuve de l'existence objective de ces forces mystérieuses et un premier aperçu sur leurs variations avec les distances moléculaires, et par surcroît un argument notable pour considérer la molécule d'oxygène comme un édifice rigide (chose déjà rendue probable par d'autres travaux). Peut-être l'interprétation de ces résultats devra-t-elle être modifiée plus tard, mais leur signification ne pourra qu'en être accrue, car une des interprétations possibles les mettrait en connexion étroite avec les phénomènes lumineux.

Cependant la variété des mouvements que l'on peut imaginer de faire exécuter aux molécules n'est limitée que par les possibilités matérielles de réalisation. On peut, par exemple, les astreindre à des oscillations ou des rotations ininterrompues, et aussitôt d'autres phénomènes se présentent qui autorisent des conclusions nouvelles. C'est ainsi que j'ai obtenu de nombreuses données sur les déperditions d'énergie dans la matière et par répercussion sur les liaisons entre molécules ; qu'indirectement une loi en a été tirée qui, par son caractère de généralité, a permis de relier et clarifier considérablement des résultats antérieurs inexpliqués et, d'un autre côté, d'en faire prévoir de nouveaux ; qu'enfin les mêmes recherches en suggèrent d'autres à faire sur certains alliages métalliques, dont les résultats pourraient provoquer des perfectionnements très notables des instruments de mesure ou des machines dynamo-électriques.

Je vous l'ai dit, les quelques travaux que je viens d'utiliser pour donner une sanction de réalité matérielle à des considérations un peu théoriques ne sont qu'une petite fraction de ceux que de nombreux chercheurs ont élaborés, guidés par cette seule hypothèse, et groupés autour d'elle comme preuves de sa réalité, celle des dissymétries et de l'orientabilité des molécules. Ne pouvant vous en entretenir, du moins vous ferai-je pressentir leur profondeur et leur signification pour la philosophie naturelle en vous disant qu'ils comptent en partie parmi les plus fortes preuves de la parenté étroite des phénomènes électriques et des phénomènes lumineux.

Et tout cela encore n'est qu'un aspect, qu'une seule face du sujet qui nous occupe; que nous voulions atteindre d'autres traits de la physionomie des molécules que leurs dissymétries, d'autres éléments de leur constitution, c'est alors pour chacun à un domaine entier de physique — non moins intéressant et non moins riche — que nous devons faire appel, optique, thermique, radioactivité, électrostatique, d'autres encore; et toujours nous retrouverions comme liaisons avec les phénomènes directement accessibles quelque hypothèse très simple, voire naïve, à la base et ensuite le puissant appui du calcul des probabilités. Je citerai pour terminer deux exemples choisis parmi ceux où la collaboration des théories moléculaires avec l'expérience a été le plus riche en résultats:

Appelons encore une fois à notre aide l'image d'une immense foule d'êtres humains s'agitant, discutant et criant. Nous, auditeurs très eloignés, percevons le bruit qui émane de tous ces individus, nous le percevons très nettement parce qu'il est intense, mais cependant, seulement comme une rumeur, un grondement monotone. Que des instruments par contre permettent de mesurer son intensité et de l'analyser, nous serons alors à même de distinguer d'abord les grands mouvements d'émotion ou de calme, puis toujours sans voir les individualités, s'il y a des hommes, des femmes, des enfants, puis encore à certains sons caractéristiques, quelles langues sont représentées et peut-être même, si les instruments sont assez parfaits, s'il y a des dentitions incomplètes dans l'assemblée, et quelles dents sont le plus fréquemment absentes, que sais-je... Eh bien, sous cette image, quelques-uns aurons peut-être déjà reconnu les recherches sur le rayonnement, qui mesurant et analysant la lumière, ont décelé des choses bien insoupçonnées sur les relations de molécule à molécule, qui non satisfaites de nous faire pénétrer la composition chimique des astres, non satisfaites encore d'y découvrir des substances inconnues sur la terre, osent prétendre jusqu'à peser les atomes de ces substances cosmiques... et qui, d'un tout autre côté, sont les collaboratrices de tous les instants des progrès de l'éclairage industriel.

Enfin le second exemple et le plus récent. En faisant très simplement passer des rayons de Rœntgen à travers des cris-

taux, quelques physiciens contemporains ont rendu si je puis dire directement visible l'exactitude de l'assimilation de la structure d'un cristal à l'armée de soldats bien alignés que j'évoquais tout à l'heure, et, en même temps, en faisant faire un bond énorme à la connaissance théorique et pratique de ces énigmatiques radiations promettent, il me semble, de résoudre à bref délai le problème du triage pratique des rayons X. Et cela signifie en un mot la faculté non encore atteinte de doser à coup sûr leur action physiologique et par conséquent thérapeutique.

Toute science comme tout organisme vivant traverse des périodes de développement rapide et d'autres de consolidation, de tassement, de critique. La physique se trouve depuis quelques années dans une période d'énorme développement, la plus brillante, la plus féconde peut-être qu'elle ait jamais vécue ; elle nous fait assister à une floraison ininterrompue de découvertes de faits, en même temps que de créations théoriques dont la nouveauté ne le cède qu'à la hardiesse. Mais à travers cette effervescence à première vue désordonnée surtout à regarder seulement le côté expérimental, il est possible de discerner non pas seulement des points de contact entre les chercheurs, non pas seulement quelques idées communes, mais un ou deux courants généraux bien définis, reguliers et puissants, dont toute recherche modeste ou brillante, isolée ou collective, n'est qu'un affluent. J'ai tenté, sur le fond de l'expérience et de la théorie, de mettre en relief un de ces courants. Puissé-je y avoir réussi.

———

SUR LA

M-PHÉNÉTIDINE ET QUELQUES-UNS DE SES DÉRIVÉS

PAR

Frédéric REVERDIN et **J. LOKIETEK**

(Première partie)

La première mention de la m-phénétidine se trouve dans un mémoire de W. Stædel[1], qui l'a décrite simplement comme une base volatile et qui l'avait préparée sans doute par réduction de l'éther éthylique du m-nitrophénol au moyen de l'étain et de l'acide chlorhydrique ; il en décrit en effet le chlorostannate et avait également préparé le bromhydrate. La même année von Baur et W. Stædel[2] ont obtenu la diméthyl-m-phénétidine en faisant réagir l'alcool méthylique sur le bromhydrate de la base et ont à cette occasion décrit la nitrosodiméthyl-m-phénétidine. En 1885, Wagner[3] fit une description plus complète de la m-phénétidine, de quelques-uns de ses sels et aussi de son dérivé diméthylé préparé par méthylation au moyen de l'iodure de méthyle.

Enfin le Dr Majert[4] en a breveté les dérivés du glycocolle. En résumé la m-phénétidine a été peu étudiée jusqu'ici et beaucoup moins que ses isomères ortho et para.

Le fait que la matière première, qui peut servir à sa fabrication, le m-aminophénol, est devenu un produit technique nous a engagés à étudier de nouveau la préparation de la m-phénéti-

[1]) *Ber. Deutsch. chem. Ges.*, 1883, t. 16, p. 28.

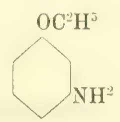
[2]) *Ibid.*, p. 32.

[3]) *J. f. prakt. Chem.*, 1885 [2], t. 32, p. 70.

[4]) Brevet allemand 59121 du 18 décembre 1890. Friedländer, t. 3, p. 916/918.

dine, à la caractériser par la description de quelques dérivés nouveaux et à examiner tout spécialement la nitration de son dérivé acétylé, comme suite aux recherches entreprises par l'un de nous et ses collaborateurs[1] sur la nitration des dérivés des aminophénols ; nous reviendrons sur ce dernier sujet dans un prochain mémoire.

Préparation de la m-phénétidine.



Nous avons préparé nous-mêmes la m-phénétidine de la manière suivante en partant du m-aminophénol :

On a introduit 150 gr. d'acétyl-m-aminophénol en poudre dans une solution renfermant 48 gr. de soude caustique dans 400 cc. d'alcool éthylique, puis on a effectué la dissolution en agitant et chauffant modérément au bain-marie. On a ensuite ajouté peu à peu, en refroidissant et en remuant, 150 gr. de bromure d'éthyle, puis on a chauffé, pendant 5 heures environ, dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant. La solution filtrée à été ensuite additionnée d'eau, qui précipite l'acétyl-m-phénétidine. Celle-ci a été purifiée par cristallisation dans de l'alcool à 60 %, dans lequel elle se dépose en paillettes brillantes d'un blanc grisâtre, f à 96-97°. Rendement 175 gr. soit 97 % de la théorie.

Le sulfate d'éthyle peut aussi être employé pour l'éthylation de l'acétyl-m-aminophénol, mais le prix élevé de ce réactif ne rend pas ce procédé avantageux.

On a saponifié l'acétyl-m-phénétidine en la chauffant au bain-marie avec de l'acide chlorhydrique à 35 % environ, puis on a traité par la quantité voulue de lessive de soude la solution du chlorhydrate et séparé la base libre par décantation. Après avoir été distillée à la vapeur d'eau et fractionnée à feu nu, elle se présente sous la forme d'un liquide incolore, bouillant à 248°,

[1] *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1904 [4], t. XVIII, p. 434 et années suiv.

doué d'une odeur peu prononcée et brunissant quand il reste longtemps exposé à l'air et à la lumière.

Le *chlorhydrate de m-phénétidine* cristallise en petits feuillets minces et incolores, très solubles dans l'eau et dans la plupart des dissolvants usuels, mais très peu solubles dans l'éther et dans la ligroine.

Le *picrate* est en aiguilles jaunes, solubles dans l'eau bouillante, difficilement solubles dans l'eau froide, facilement solubles dans l'alcool, l'éther, le benzène et l'acétone, f. à 158°.

0.0712 gr. Subst. ont donné 10 cc. N (21° ; 738 mm.)
Soit trouvé : N = 15.39 % Calculé pour $C^{14}H^{14}O^{8}N^{4}$: N = 15.30 %

Nous avons en outre préparé les dérivés acylés suivants par les méthodes habituelles et qu'il nous parait inutile de décrire à cette place, nous nous contenterons d'indiquer les propriétés des nouvelles combinaisons obtenues, ainsi que le résultat des analyses, renvoyant pour les détails à la thèse de Lokietek.

Formyl-m-phénétidine : $C^6H^4 . OC^2H^5 . NH . COH$.

Combinaison de couleur gris-bleu, f. à 52°, difficilement soluble dans l'eau et dans la ligroïne, facilement soluble dans l'alcool l'éther, le benzène et l'acétone.

0.2220 gr. Subst. ont donné 17.5 cc. N (22° ; 739 mm.)
0.1534 » » 0.3686 gr. CO^2 ; 0.094 gr. H^2O

Soit trouvé :	C = 65.53 %	Calculé pour $C^9H^{11}O^2N$:		C = 65.42 %
	H = 6.85 %	»	»	H = 6.72 %
»	N = 8.63 %	»	»	N = 8.48 %

Benzoyl-m-phénétidine : $C^6H^4 . OC^2H^5 . NHC^7H^5O$.

Longues aiguilles blanches (alcool), f. à 103°, peu solubles dans l'eau, l'alcool, l'éther et la ligroïne, facilement solubles dans l'acétone et dans le benzène.

0.1968 gr. Subst. ont donné 10.5 cc. N (20° ; 738 mm.)
Soit trouvé : N = 5 90 % Calculé pour $C^{15}H^{15}O^2N$: N = 5.81 %

Toluène-p-sulfonyl-m-phénétidine : $C^6H^4 . OC^2H^5 . NH . C^7H^7O^2S$.

Petits feuillets brillants, blanc-jaunâtre, f. à 157°, facilement solubles dans l'eau, dans l'alcool et dans l'acétone, mais difficilement solubles dans la ligroine. Elle cristallise le mieux de ce dernier véhicule.

0.2006 gr. Subst. ont donné 8.9 cc. N (19° ; 740 mm.)
Soit trouvé : N = 4.93 % Calculé pour $C^{15}H^{17}NO^{3}S$: N = 4.81 %

Toluène-o-nitro-p-sulfonyl-m-phénétidine : $C^6H^4 . OC^2H^5 . NH . C^7H^6(NO^2)SO^2$.

Belles aiguilles brillantes, f. à 83°, difficilement solubles dans l'eau, la ligroine et l'éther, très solubles dans l'alcool, dans l'acétone et dans le benzène, cristallise très bien dans l'acide acétique.

0.2022 gr. Subst. ont donné 15.25 cc. N (17° ; 734 mm.)
Soit trouvé : N = 8.41 % Calculé pour $C^{15}H^{16}O^5N^2S$: N = 8.33 %

Ethoxy-1-dinitro-2-4-diphénylamine-3 : $C^6H^4 . OC^2H^5 . NH . C^6H^3(NO^2)_2$.

Cristaux jaune orange, f à 151°, facilement solubles dans l'acétone et le benzène, solubles à chaud dans l'alcool, peu solubles dans l'éther et dans la ligroine.

0.1510 gr. Subst. ont donné 19.5 cc. N (20° ; 736 mm.)
0.1664 » » 0.3374 gr. CO^2 ; 0.0635 gr. H^2O

Soit trouvé :	C = 55.29 %	Calculé pour $C^{14}H^{13}O^5N$:	C = 55.42 %
»	H = 4.27 %	» »	H = 4.32 %
»	N = 14.22 %	» »	N = 13.86 %

Parmi les dérivés de la m-phénétidine nous avons déjà décrit récemment la *diméthyl-m-phénétidine* [1], qui avait été auparavant préparée par von Baur et Staedel et la *diéthyl-m-phénétidine* [2] qui n'avait pas été caractérisée jusqu'à présent.

Enfin nous avons encore préparé quelques matières colorantes azoïques dérivées de la m-phénétidine. Le colorant obtenu en copulant le dérivé *diazoïque de la m-phénétidine* avec le β-*naphtol* cristallise dans l'acide acétique en belles aiguilles rouges, f. à 107°. Il est, à l'état de *sel de soude*, insoluble dans l'eau froide et très peu soluble dans l'eau chaude :

0.1458 gr. Subst. ont donné 13.4 cc. N (20° ; 734 mm.)
Soit trouvé : N = 10.10 % Calculé pour $C^{18}H^{15}O^2N^2$: N = 10.03 %

[1]) *Arch.*, 1915, t. XL, p. 15.
[2]) *Ibid.*, 1915, t. XL, p. 106.

La matière colorante obtenue par copulation du *diazo de m-phénétidine* avec l'*acide salicylique* teint la laine en jaune clair, celle de la *résorcine* en brun rougeâtre, celle de l'acide *naphtionique* en rouge orange et celle de l'*acide naphthol-sulfonique 1-4* en rouge.

Genève, Laboratoire de chimie organique de l'Université, septembre 1915.

NOTE SUR UN

ÉCRAN FILTRANT L'INFRA-ROUGE DEPUIS 8000 U. A.

PAR

Gustave MICHAUD et J. Fidel TRISTAN

Professeurs au Collège de Costa Rica

(Avec la pl. I)

L'écran de Wood, le seul qui soit employé aujourd'hui, croyons-nous, pour la photographie en lumière infra-rouge, se compose d'une lame de verre de cobalt de couleur très foncée doublée soit d'une cellule contenant une solution de bichromate de potasse. soit d'une pellicule de gélatine teinte au méthylorange. Cet écran, qui donne des résultats satisfaisants quand on ne désire pas aller au delà de la région spectrale comprise entre 7000 et 9500, ne permet guère de pénétrer beaucoup plus avant dans l'infra-rouge. Sa transparence, qui n'est nulle part très grande dans la région que nous venons d'indiquer, décroît rapidement à partir de 8300 U. A. Vers 10000 U. A. il ne laisse plus guère passer que 50 % des radiations admises vers 8300 U. A. D'autre part, l'expérimentateur qui désire opérer uniquement dans l'infra-rouge proprement dit, c'est-à-dire dans la région invisible qui s'étend au delà de 7950 U. A. est souvent gêné par l'extrême rouge visible que ce filtre admet à partir de 6900. Wood opérait avec les plaques toute sensibilisées qu'on trouve dans le commerce, (Cramer, Wratten and Wainwright). Ces plaques, très sensibles au rouge extrême, ne le sont à l'infra-rouge que jusque vers 8000 U. A. L'un des inconvénients que nous venons d'indiquer était donc sans grande importance pour le physicien américain, la sensibilité de ces plaques cessant avant

que la transparence de son écran eût notablement diminué. Nous employons exclusivement, depuis quelques années, des plaques ordinaires que nous sensibilisons au bleu d'alizarine S, et au nitrate d'argent, d'après la méthode que nous avons décrite antérieurement.[1] Ces plaques, qui malheureusement ne gardent leurs propriétés optiques que durant quelques jours, sont sensibles à l'infra-rouge jusque vers 10500 U. A. et leur emploi nous a bientôt conduits à chercher un succédané de l'écran de Wood qui nous permît non seulement d'éliminer l'extrême rouge visible, mais surtout de tirer parti de toute la sensibilité de nos plaques pour pénétrer le plus avant possible dans la région photographiquement peu connue des grandes longueurs d'onde.

Nous avons d'abord employé sans succès comme écran une cellule remplie d'une solution d'iode dans le sulfure de carbone. La concentration était telle qu'aucun rayon visible n'était admis. Un paysage ensoleillé, après une exposition d'une heure, ne laissa aucune trace sur la plaque. Plusieurs tentatives faites avec de minces plaques d'ébonite employées comme écrans ne nous donnèrent pas de meilleurs résultats. Coblentz a montré que le sulfure d'antimoine est transparent pour certaines radiations infra-rouges; en fondant du sulfure d'antimoine dans un petit creuset de porcelaine et en le coulant sur une plaque de verre préalablement chauffée, nous en avons obtenu de petites lames mince. La plus parfaite fût collée sur l'ouverture d'un diaphragme de carton noir. Cet écran nous parut aussi opaque que les deux substances essayées antérieurement pour les radiations infra-rouges susceptibles d'impressionner nos plaques. Nous nous sommes ensuite adressés aux colorants artificiels et nous avons cherché parmi les spectres d'absorption publiés par Kenneth Mees[2], par Pfund[3], et par Uhler et Wood[4], une substance qui, opaque à toutes les longueurs d'onde plus petites que 7950 U. A. fut transparente pour la totalité ou la majeure partie de la région comprise entre 7950 et 10500 U. A. Cette « couleur »,

[1]) *Arch. des Sc. Phys. et Nat.* Mars 1915.

[2]) *An Atlas of Absorption Spectra.* Longmans, Green and Co.

[3]) *Zeit. Wiss. Phot.* Août 1913.

[4]) *Atlas of Absorption Spectra.* Carnegie Institution.

qui en solution serait un liquide noirâtre, n'existe probablement pas. Aucune combinaison de deux couleurs ne paraît non plus donner le résultat désiré, mais une combinaison de trois couleurs, à savoir: la chrysoidine, le vert de méthyle et le vert naphtol, nous permit de prévoir la solution du problème.

La chrysoidine (chlorhydrate de diamidoazobenzène) est une poudre brune dont la solution varie du jaune au rouge orangé avec la concentration. Elle absorbe le violet, le bleu et le vert de 3700 à 5300 U. A. Elle laisse passer l'ultra-violet solaire. Celui-ci est absorbé par le vert de méthyle, qui absorbe aussi le jaune, l'orangé et le rouge, que la chrysoidine laisse passer depuis 5300 U. A. Le vert de méthyle laisse passer le bleu, que la chrysoidine absorbe. L'opacité du vert de méthyle, du côté des grandes longueurs d'ondes, cesse vers 7200 U. A. la transparence de la solution pour l'extrême rouge et l'infra-rouge devenant alors extraordinaire et si l'on examine, au travers d'une solution de vert de méthyle doublée d'une solution de chrysoidine, un paysage avec végétation éclairée par les rayons directs du soleil, on perçoit les mêmes effets fantastiques que produit, dans ces circonstances, l'écran de Wood: Les feuilles sont d'un rouge de sang bien que le reste du paysage soit à peu près normal. Ce contraste bizarre, qui résulte du grand pouvoir réflecteur de la chlorophylle pour l'extrême rouge, est d'ailleurs plus accentué pour l'écran chrysoidine-vert de méthyle que pour l'écran de Wood, car les deux colorants artificiels superposés sont plus transparents pour l'extrême rouge que ne l'est le verre de cobalt.

La superposition d'une solution de vert de naphtol à celles de chrysoidine et de vert de méthyle a pour objet principal la suppression totale ou partielle de l'extrême rouge visible ou même du commencement de l'infra-rouge. Selon la concentration de la solution de vert naphtol on obtient facilement ces divers résultats, depuis un simple affaiblissement de l'extrême rouge jusqu'à sa suppression complète et même jusqu'à l'opacité pour les dernières radiations infra-rouges qui agissent sur les plaques sensibilisées au bleu d'alizarine. Le vert naphtol complète enfin l'opacité de l'écran pour la région spectrale comprise entre 3500 et 3900 U. A. région dans laquelle l'opacité du

vert de méthyle diminue quelque peu, alors que celle de la chrysoidine y est ou nulle ou peu accentuée.

Les solutions suivantes, contenues dans des cellules de trois millimètres de diamètre chacune et superposées, donnent les meilleurs résultats : Chrysoidine, solution aqueuse à 1 °/₀. Vert de méthyle, solution aqueuse à 2 pour cent. Vert naphtol, solution aqueuse variant en concentration de 1 °/₀₀ à 2 °/₀₀, selon que l'on désire éteindre, outre l'extrême rouge, une longueur plus ou moins considérable de l'infra-rouge. Les trois colorants ne peuvent être employés à l'état de mélange, dans une même cellule, le vert naphtol donnant un précipité avec les deux autres couleurs.

La durée de l'exposition doit être multipliée par un coefficient qui varie entre 600 et 10000, suivant la concentration de la solution de vert naphtol. Pour une solution faible, une ouverture de $1/8$ et un paysage éclairé par les rayons directs du soleil, la durée de l'exposition sera de l'ordre d'un quart d'heure.

Le caractère le plus frappant des radiations comprises entre 8000 et 10500 U. A. nous paraît être l'extrême facilité avec laquelle elles traversent l'atmosphère sans souffrir de diffusion appréciable. Lord Rayleigh a montré que la transparence de l'atmosphère décroît rapidement à mesure que la longueur d'onde de la lumière diminue, les courtes longueurs d'ondes souffrant une diffusion considérable. L'ultra-violet est beaucoup plus diffusé que le violet, celui-ci plus que le bleu et le bleu à son tour plus que le vert, le jaune et le rouge. Notre oeil ne perçoit pas l'ultra-violet et si le ciel nous paraît bleu c'est que, des deux couleurs visibles les plus diffusées par l'atmosphère, l'une, le violet, n'impressionne que faiblement notre rétine. Pendant l'aurore et le crépuscule, alors que les rayons solaires pénètrent très obliquement dans l'atmosphère et la traversent ainsi sous une grande épaisseur, l'absorption pratiquée par l'atmosphère porte non seulement sur la plus grande partie de l'ultra-violet, du violet, et du bleu mais aussi sur une importante fraction du vert. La lumière solaire directe qui nous arrive ainsi filtrée par diffusion est alors relativement enrichie en rayons jaunes et rouges ; de là la couleur dorée ou même pourprée que les rayons directs du soleil presque tangents à la surface du

globe terrestre communiquent aux nuages et aux hautes montagnes. Le défaut de transparence de l'air pour les petites longueurs d'ondes est très notable dans les photographies de paysages faites en lumière ultra-violette solaire avec la pellicule d'argent de Foucault déposée sur une lentille de quartz. Les lointains disparaissent invariablement. Pour la même raison une photographie ordinaire donne les lointains bien moins détaillés, bien plus flous qu'on ne les voit, car l'oeil est sensible surtout au jaune verdâtre alors que la sensibilité de la plaque ordinaire, très grande dans le violet et le bleu, cesse avec le vert. On sait que, pour obtenir des détails dans les lointains, les photographes emploient des plaques orthochromatiques, c'est-à-dire sensibles non seulement à l'ultra-violet, au violet et au bleu mais aussi au vert ou même au jaune et à l'orangé, en même temps qu'un écran jaune qui élimine l'ultra-violet et la plus grande partie du violet et du bleu. La photographie fig. 1, pl. I, faite sur plaque orthochromatique avec un écran jaune peu intense, montre le paysage à peu près comme l'oeil le voit, avec les premiers plans très nets et les lointains encore indistincts, car les 8 à 10 kilomètres d'air interposés entre la chaîne de montagne et l'objectif, très troubles pour le bleu, sont loins d'être d'une transparence parfaite pour le vert, le jaune ou même le rouge. La photographie fig. 2, du même paysage, faite avec l'écran chrysoidine-vert de méthyle-vert naphtol, semblerait d'autre part indiquer que, dans la région spectrale que cet écran nous a permis d'atteindre, toute diffusion ait pratiquement cessé, car en examinant à la loupe les détails des lointains et en les comparant à ceux des premiers plans, il n'est guère possible de percevoir entre eux une différence de netteté. Il est possible d'ailleurs que, pour des couches d'air d'une épaisseur très supérieure à 10 kilomètres, cette différence redevienne appréciable.

Un autre caractère des grandes longueurs d'ondes qui ont opéré la photographie fig. 2, pl. I, caractère déjà constaté par Wood pour les longueurs d'ondes 7000—8000 U. A. et qui nous paraît être plus accentué encore dans la région 8000—10500, est la puissante réflexion de ces longueurs d'ondes par la végétation. Les prairies, rapprochées ou éloignées, sont si blanches qu'elles en paraissent couvertes de neige. La réflexion presque totale du

commencement de l'infra-rouge et de l'extrême rouge par la chlorophylle contraste avec la puissante absorption pratiquée par la même substance sur le rouge moyen, entre les raies B et C. Peut-être faut-il voir dans la réflexion des grandes longueurs d'ondes une disposition destinée à empêcher l'échauffement et la dessication des feuilles. Le résultat de nombreuses photographies de fleurs que nous avons faites en lumière infra-rouge nous paraît militer en faveur de cette hypothèse: quelle que soit la couleur des fleurs en lumière visible elles sont invariablement d'un blanc lumineux en lumière infra-rouge.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT LES MOIS DE

juin, juillet et août 1915

(ÉTÉ 1915)

OBSERVATIONS DIVERSES

Juin 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 19 et 23 à Dailly et à l'Aiguille.

Juillet 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 18 et 25 à Savatan ; les 9, 17 et 18 à Dailly et à l'Aiguille.

Orage avec grêle : le 13.

Orages : les 8, 10, 17 et 23.

Août 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* le 30 à Dailly.

Orage avec grêle : le 2.

Orages : les 10, 13, 22 et 27.

Tremblement de terre : le 25, à 3 h. 12 m. du matin.

MOIS DE JUIN 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	702.7	657.6	+12.8	+11.6	**98**	84	9	9	9	0.6	....	....	....	0.9	....	0.7	....
2	702.2	657.6	15.0	12.3	79	86	9	7	8	....	....	....	....	0.3	....	0.4	....
3	705.0	659.0	14.8	12.9	88	93	8	9	9	3.5	....	3.4	....	3.9	....	4.1	....
4	708.1	662.8	18.7	14.1	74	87	3	5	7	....	....	....	....	....	....	....	....
5	**709.1**	**664.2**	19.4	16.2	67	76	4	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
6	707.6	663.8	20.9	**18.2**	60	55	1	0	3	....	....	....	....	....	....	....	....
7	705.7	661.8	19.9	17.5	65	42	2	6	4	....	....	....	....	....	....	....	....
8	704.8	660.8	20.3	16.7	**49**	**32**	3	4	3	....	....	....	....	....	....	....	....
9	703.2	659.0	19.5	17.1	55	36	3	5	5	....	....	....	....	....	....	....	....
10	702.8	659.1	19.1	16.4	71	47	7	9	9	2.5	....	2.4	....	2.9	....	2.7	....
11	706.4	660.3	18.6	16.9	69	61	7	4	8	1.3	....	2.0	....	2.3	....	1.7	....
12	706.8	661.7	20.4	18.1	66	58	2	3	2	....	....	....	....	....	....	....	....
13	701.8	660.4	**21.2**	17.3	67	78	1	5	2	....	....	....	....	0.1	....	0.3	....
14	703.3	659.8	20.3	16.6	72	83	7	7	8	....	....	....	....	....	....	....	....
15	704.1	659.0	17.3	15.0	71	52	5	1	5	....	....	....	....	....	....	....	....
16	704.0	659.2	17.7	13.8	56	58	4	4	5	....	....	....	....	....	....	....	....
17	704.1	660.1	18.2	14.2	58	53	1	5	6	....	....	....	....	....	....	....	....
18	701.3	659.6	17.1	13.7	69	55	6	5	7	1.8	....	1.8	....	3.6	....	3.4	....
19	704.2	659.3	12.7	9.7	88	**94**	10	9	10	7.2	....	6.2	....	7.8	....	7.9	....
20	703.7	**656.9**	14.9	11.2	67	73	5	4	6	....	....	....	....	....	....	....	....
21	702.6	657.4	12.6	11.1	89	72	10	10	9	4.0	....	4.5	....	4.6	....	4.4	....
22	702.9	657.9	15.5	12.3	77	79	8	9	9	4.0	....	4.0	....	1.5	....	4.6	....
23	702.1	657.9	14.7	11.7	78	93	9	8	9	4.8	....	4.7	....	5.1	....	5.0	....
24	702.1	657.9	15.5	12.6	73	78	10	9	10	0.8	....	....	....	1.4	....	1.5	....
25	702.9	657.7	16.2	13.6	80	70	10	9	10	1.0	....	....	....	1.1	....	1.2	....
26	704.8	659.4	18.1	14.7	61	63	6	6	6	....	....	....	....	....	....	....	....
27	704.3	659.0	16.6	13.3	75	75	5	7	6	**17.5**	....	**19.8**	....	**20.8**	....	**20.4**	....
28	703.0	657.8	12.8	9.2	79	85	10	10	10	2.5	....	3.0	....	3.9	....	3.8	....
29	**701.4**	657.0	13.1	9.9	71	56	9	8	9	3.2	....	3.6	....	4.3	....	4.1	....
30	702.6	657.2	+**12.1**	+ **8.0**	75	85	10	9	9	9.2	....	7.5	....	10.2	....	10.2	....
Mois	701.19	659.36	+16.87	+13.86	72	69	6.2	6.3	6.9	63.9	....	62.9	....	77.7	....	76.4	....

MOYENNES DU MOIS DE JUIN 1915

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade …	705.47	704.77	705.11	705 12	660 49	660.37	660.82	660 56
2me » …	704.92	704.31	704.49	704.57	659.75	659.51	659.59	659 62
3me » …	702.92	702.59	703.11	702.87	658.02	657.74	658.00	657.92
Mois..	704 44	703.90	704.24	704.19	659.42	659.21	659.47	659.36

Température

	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
Savatan						
1re décade …	+15.02	+20 70	+18.40	+18.04	+13.7	+23.0
2me » …	15.40	20.70	17.44	17 85	13.6	23.4
3me » …	13.22	17.16	13.80	14.73	11 4	18.8
Mois..	+14.55	+19.52	+16.55	+16.87	+12.9	+21.7
Dailly						
1re décade …	+13.41	+17.19	+15.30	+15.30	+11.8	+18.7
2me » …	12.81	16.86	14.25	14.64	11.6	18.9
3me » …	10.68	13.24	11 00	11.64	8.5	15.0
Mois..	+12.30	+15.76	+13.52	+13.86	+10.6	+17.5

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade …	82	62	68	71	69	60	63	64
2me » …	83	56	66	68	82	56	63	67
3me » …	85	62	81	76	85	67	75	76
Mois..	83	60	72	72	79	61	67	69

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade …	4.3	5.7	5.0	5.0	5.2	6.2	5.1	5.5	5.1	6.8	5.8	5.9
2me » …	5.5	4.1	5.5	5.1	4.2	4.9	5.9	5.0	5.0	6.5	6.6	6.0
3me » …	8.2	8.8	9.1	8.7	8.4	8.5	8.5	8.5	8.3	8.8	9.0	8.7
Mois..	6.0	6.2	6.5	6.2	5.9	6.5	6.5	6 3	6.1	7.4	7.1	6.9

MOIS DE JUILLET 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm	mm.	cm.	mm.	cm.
1	705.5	658.4	+**10.7**	+ **7.4**	86	99	10	10	10	3.7	....	3.8	....	6.6	....	6.4	....
2	**709.4**	662.2	13.9	10.7	77	98	5	7	10	1.3	....	....	....	1.6	....	1.7	....
3	707.4	662.1	16.3	14.5	53	44	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
4	706.2	661.4	19.3	16.7	52	33	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
5	707.1	662.2	**21.1**	18.8	18	34	1	3	2	....	....	....	....	....	....	....	....
6	705.9	662.1	20.5	**19.1**	61	34	4	1	3	....	....	....	....	....	....	....	....
7	706.2	662.0	20.9	18.1	50	29	4	4	4	....	....	....	....	....	....	....	....
8	707.1	662.2	17.5	14.6	77	79	8	7	9	15.8	....	7.7	....	9.5	....	9.7	....
9	706.9	662.3	16.9	13.4	87	100	10	10	8	6.7	....	4.5	....	9.9	....	9.8	....
10	705.4	661.7	14.7	11.8	**94**	99	10	10	10	7.2	....	0.2	....	18.2	....	18.1	....
11	705.8	661.1	15.7	12.4	82	62	2	0	4	....	....	....	....	....	....	....	....
12	705.3	659.6	18.6	16.0	81	**23**	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
13	**701.5**	**657.0**	16.1	15.7	58	50	9	9	8	25.0	....	**36.0**	....	27.3	....	27.6	....
14	703.7	658.3	12.5	10.0	84	100	6	6	6	6.0	....	5.6	....	6.6	....	6.4	....
15	702.1	657.2	12.7	11.2	87	75	9	10	8	5.5	....	5.4	....	7.5	....	7.4	....
16	701.8	657.4	15.7	13.4	76	82	3	4	5	....	....	....	....	....	....	....	....
17	702.1	657.2	14.9	13.0	82	80	10	9	10	21.8	....	19.0	....	24.4	....	21.3	....
18	708.5	660.9	13.0	7.8	77	95	5	6	8	1.5	....	3.2	....	2.1	....	2.2	....
19	708.8	**663.2**	15.8	11.0	**45**	43	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
20	706.6	661.0	17.7	15.6	53	35	1	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
21	704.9	661.6	18.3	14.9	52	16	5	3	6	....	....	....	....	....	....	....	....
22	704.8	660.6	18.7	15.5	59	52	2	1	4	....	....	....	....	....	....	....	....
23	703.1	658.0	17.5	14.9	72	64	6	7	6	32.2	....	27.0	....	20.3	....	20.4	....
24	702.5	657.5	13.1	10.3	77	86	10	10	8	5.9	....	5.6	....	4.2	....	4.5	....
25	703.1	657.5	13.8	11.1	71	82	9	9	9	3.0	....	1.8	....	2.1	....	2.2	....
26	704.3	657.8	15.6	12.5	65	65	8	9	7	....	....	....	....	....	....	....	....
27	704.1	658.1	17.4	15.1	71	53	6	9	6	**41.0**	....	32.0	....	**28.4**	....	**27.9**	....
28	708.9	661.8	14.9	11.3	68	71	8	5	6	1.5	....	1.6	....	0.1	....	0.4	....
29	707.5	661.8	14.1	10.7	75	100	8	7	10	0.6	....	1.0	....	....	....	....	....
30	705.9	660.3	13.3	10.5	91	97	9	9	9	3.2	....	2.4	....	4.9	....	5.2	....
31	704.7	659.3	+ 14.2	+11.9	59	44	0	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
Mois	705.39	660.12	+ 15.98	+13.23	70	66	5.5	5.4	5.9	181.9	....	162.8	....	171.0	....	174.2	....

MOYENNES DU MOIS DE JUILLET 1915

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	707.07	706.29	706.77	706.71	661.62	661.41	661.98	661.67
2me » ...	704.63	704.58	704.65	704.62	659.28	659.11	659.48	659.29
3me » ...	705.07	704.69	704.90	704.89	659.71	659.47	659.28	659.49
Mois..	705.57	705.17	705.42	705.39	660.18	659.98	660.21	660.12

Température

	7 h. m. o	1 h. s. o	9 h. s. o	Moyenne o	Minim. moyen o	Maxim. moyen o
Savatan						
1re décade ...	+14.78	+19.60	+17.16	+17.18	+13.4	+22.2
2me » ...	13.48	17.12	15.18	15.26	11.3	19.5
3me » ...	13.80	17.25	15.58	15.54	12.2	19.6
Mois..	+14.01	+17.97	+15.96	+15.98	+12.3	+20.4
Dailly						
1re décade ...	+12.63	+15.76	+15.18	+14.52	+11.1	+17.8
2me » ...	10.65	14.34	12.86	12.62	8.8	16.1
3me » ...	11.25	14.25	12.30	12.60	9.5	16.0
Mois..	+11.50	+14.77	+13.41	+13.23	+ 9.8	+16.6

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	79	64	62	68	66	61	67	65
2me » ...	78	72	68	73	66	62	66	65
3me » ...	78	64	66	69	73	65	69	69
Mois..	78	67	66	70	69	63	67	66

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	5.3	5.9	4.7	5.3	5.2	5.9	4.9	5.3	5.2	5.7	6.5	5.8
2me » ...	5.3	5.2	3.4	4.6	5.4	4.9	3.3	4.5	5.7	4.8	4.9	5.2
3me » ...	7.1	5.9	6.7	6.6	6.8	6.5	5.7	6.4	7.3	6.4	6.2	6.6
Mois..	5.9	5.7	5.0	5.5	5.8	5.8	4.7	5.4	6.1	5.6	5.9	5.9

MOIS D'AOUT 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	703.4	658.2	+18.0	+17.2	**49**	**21**	1	4	5	8.2	....	8.1	....	8.6	....	8.9	....
2	703.0	657.6	15.4	11.9	81	100	7	5	7	**32.0**	....	**33.5**	....	**34.5**	....	**34.2**	....
3	701.2	658.3	13.5	10.9	77	62	9	10	9	1.9	....	3.5	....	2.4	....	2.0	....
4	706.0	659.4	12.3	10.8	77	58	7	9	7	0.6	....	....	....	0.8	....	0.7	....
5	706.9	661.3	13.4	11.9	64	64	2	1	1	1.2	....	1.0	....	0.9	....	1.1	....
6	708.3	662.8	16.2	13.4	70	72	8	9	9	0.3	....	0.2	....	1.2	....	1.4	....
7	**709.2**	**664.1**	17.3	15.1	60	56	4	4	3	....	....	....	....	....	....	....	....
8	708.4	663.9	19.0	16.2	70	64	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
9	706.8	662.7	20.1	**18.5**	54	30	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
10	706.2	662.0	20.1	17.1	62	75	8	6	6	....	....	....	....	....	....	....	....
11	706.6	662.3	**20.5**	16.2	69	88	2	3	3	....	....	....	....	....	....	....	....
12	705.0	660.8	19.7	14.9	71	91	5	5	7	5.9	....	4.2	....	4.0	....	4.1	....
13	703.9	659.0	14.9	12.6	**92**	96	10	7	10	7.8	....	6.5	....	7.4	....	6.2	....
14	701.8	659.7	14.4	12.0	87	83	7	9	6	23.6	....	21.0	....	14.8	....	14.2	....
15	705.3	659.5	15.1	11.8	64	72	4	5	3	....	....	....	....	....	....	....	....
16	701.3	659.3	15.3	11.2	52	59	2	6	5	....	....	....	....	....	....	....	....
17	704.8	659.2	13.8	10.1	62	67	5	4	7	....	....	....	....	....	....	....	....
18	703.8	658.3	14.2	10.4	60	69	1	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
19	704.0	657.8	14.7	10.7	58	58	1	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
20	706.0	659.1	14.6	10.2	66	76	2	1	3	....	....	....	....	....	....	....	....
21	707.3	661.3	13.9	9.1	61	70	5	6	4	13.3	....	14.2	....	18.4	....	18.5	....
22	706.3	660.5	**9.9**	**6.3**	80	100	10	9	10	1.5	....	1.5	....	2.5	....	2.4	....
23	708.3	662.1	12.9	10.1	63	78	1	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
24	707.6	662.0	15.1	12.1	73	90	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
25	707.7	662.0	16.9	14.3	74	79	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
26	705.9	661.2	17.1	15.4	71	65	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
27	703.9	660.5	19.7	16.9	65	50	1	2	1	0.2	....	0.4	....	....	....	....	....
28	702.4	659.5	18.7	16.6	55	50	5	4	2	3.6	....	4.2	....	2.8	....	2.9	....
29	**701.8**	**657.2**	15.8	14.7	91	56	9	9	8	16.4	....	20.0	....	23.1	....	20.5	....
30	704.2	658.1	12.6	9.2	81	94	9	10	9	5.0	....	7.0	....	10.7	....	10.9	....
31	707.1	660.8	+11.4	+ 8.5	56	53	2	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
Mois	705.59	660.34	+15.70	+12.79	68	69	4.2	4.3	4.5	121.5	....	125.3	....	132.1	....	128.0	....

MOYENNES DU MOIS D'AOUT 1915

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	706.35	706.06	706.31	706.24	661.03	660.87	661.16	661.02
2me » ..	704.89	704.56	705.07	704.84	659.70	659.41	659.40	659.50
3me » ..	705.84	705.74	705.45	705.68	660.60	660.39	660.43	660.48
Mois..	705.70	705.46	705.60	705.59	660.45	660.23	660.33	660.34

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	o	o	o	o	o	o
Savatan						
1re décade ..	+14.12	+19.20	+16.28	+16.53	+12.4	+21.4
2me » ..	13.28	17.84	16.04	15.72	12.2	19.4
3me » ...	12.57	17.11	15.07	14.92	10.6	19.0
Mois..	+13.30	+18.02	+15.78	+15.70	+11.7	+19.9
Dailly						
1re décade ...	+11.94	+16.67	+14.31	+14.31	+10.3	+18.2
2me » ...	10.41	14.35	11.26	12.01	9.3	15.8
3me » ...	10.00	14.55	11.79	12.11	9.1	16.0
Mois..	+10.76	+15.17	+12.43	+12.79	+ 9.5	+16.7

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	72	58	69	66	71	54	55	60
2me » ...	83	60	62	68	96	63	69	76
3me » ...	79	66	65	70	86	61	67	71
Mois...	78	61	66	68	85	59	64	69

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	5.1	4.2	4.5	4.6	5.4	4.6	4.4	4.8	4.2	5.2	5.3	4.9
2me » ...	4.1	5.3	2.1	3.9	4.2	5.3	3.0	4.1	4.8	5.2	4.6	4.9
3me » ...	2.9	4.7	4.7	4.1	3.0	4.6	4.4	4.0	3.4	4.4	3.3	3.7
Mois..	4.0	4.8	3.8	4.2	4.2	4.8	3.9	4.3	4.1	4.9	4.4	4.5

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 4 novembre 1915

Ch.-Eug. Guye. Unités électroniques (U). — Albert Brun. Les limites d'exactitude des analyses de silicates compliqués. — J. Briquet. Sur quelques points de la morphologie florale des Artemisia.

Prof. Ch.-Eug. Guye. — *Unités électroniques* (U_0).

M. le prof. C.-E. Guye expose l'intérêt que peut présenter pour l'étude toujours plus actuelle des phénomènes intra atomiques l'emploi d'un système d'unités en corrélation avec ces phénomènes. La tendance générale d'expliquer les phénomènes physiques, même purement mécaniques, par les considérations électro-magnétiques justifierait, semble-t-il, à elle seule, le choix d'un système d'unités dont les unités fondamentales seraient empruntées au domaine de l'électromagnétisme. En second lieu, en ayant soin de rattacher les unes aux autres les unités fondamentales par des relations bien définies, ces unités peuvent présenter entre elles une corrélation logique que ne possèdent pas les unités choisies arbitrairement. Cette corrélation entre les diverses unités est alors susceptible d'amener dans l'énoncé des lois et dans l'expression des grandeurs mesurées des simplifications de nature à mieux en faire comprendre le sens intime. Il va sans dire que l'adoption d'un nouveau système d'unités ne peut être fait qu'après mûr examen, mais il n'est peut-être pas inutile d'en aborder dès maintenant l'étude.

Unités fondamentales. — Le système dont M. Guye développe les propriétés, est celui dont les trois unités fondamentales seraient : la *charge de l'électron* e_0 ; *l'inertie de l'électron*

aux faibles vitesses m_0 ; *la vitesse de la lumière dans le vide* v_0 [1]; ces trois grandeurs étant reliées par la formule théorique

$$m_0 = \frac{2}{3} \frac{e_0^2}{av_0^2}, \qquad \text{(I)}$$

dans laquelle a est le rayon de la sphère sur laquelle est répartie la charge e_0.

Ces trois grandeurs sont susceptibles de déterminations relativement précises ; la valeur de e_0 peut être mesurée par la méthode des gouttes électrisées (Millikan), la valeur de m_0 se déduit de la connaissance de e_0 et du rapport

$$\frac{e_0}{m_0} = 5.31 \times 10^{17}$$

pour les rayons cathodiques lents; enfin la vitesse de la lumière a fait l'objet de déterminations nombreuses et précises. Exprimées en unités CGS les valeurs des trois unités fondamentales sont très approximativement

$$e_0 = 4.78 \times 10^{-10} \text{ U. E. S.} \qquad m_0 = 0.900 \times 10^{-27} \text{ gr.}$$
$$v_0 = 3 \times 10^{10} \text{ cm.}$$

Unités dérivées. — Longueur a_0. L'inertie d'une charge électrique dépend, comme on sait, de la loi de sa répartition ; or, la répartition sur une surface sphérique est la seule qui présente une symétrie complète ; cette considération semble donc justifier le choix de la formule fondamentale (I); l'unité de longueur s'en déduit immédiatement

$$a_0 = \frac{3}{2} a = 2.821 \times 10^{-13} \text{ cm.}$$

Temps t_0 — L'unité de temps dérive des unités de longueur et de vitesse

$$t_0 = 9.403 \times 10^{-24} \text{ sec.}$$

Force f_0. — L'unité de force peut être indifféremment définie par le produit de l'inertie unité par l'accélération unité ou comme laforce qui s'exercerait dans le vide entre deux charges unités placées à l'unité de distance ; sa valeur est :

$$f_0 = 2.872 \times 10^{5} \text{ dynes}.$$

[1]) Dans un article intitulé *Inertie de l'Energie* et paru en 1913 dans le *Journal de Physique,* M. Langevin a montré tout l'intérêt qu'il y aurait à adopter la vitesse de la lumière comme unité de vitesse; l'inertie et l'énergie d'un corps ayant alors la même expression numérique.

Cette unité paraît, à première vue, beaucoup trop grande et l'on peut se demander s'il ne conviendrait pas d'adopter, dans ce cas, un sous multiple de l'unité principale ; c'est possible. Mais si l'on réfléchit à la prodigieuse quantité d'énergie potentielle que l'on suppose accumulée dans les atomes, on est conduit à admettre que les forces intra atomiques doivent être considérables pour que les moindres déplacements de leurs points d'applications libèrent ou absorbent d'énormes quantités d'énergie [1].

Energie w_0. — L'unité d'énergie se déduit des unités de force et de longueur ; elle correspond à l'énergie potentielle totale de l'électron [2] ; sa valeur en CGS et :

$$w_0 = 8.1 \times 10^{-7} \text{ ergs} .$$

Se réservant de revenir plus longuement sur cette question, M. Guye se borne à mentionner ces quelques grandeurs principales, dont le tableau ci-après résume les équivalences en CGS et leur relation avec les grandeurs fondamentales.

Unités électroniques (U°)

Unités fondamentales

Charge $e_0 = 4.78 \times 10^{-10}$ U.E.S. ;

Inertie $m_0 = 0.900 \times 10^{-27}$ gr. ;

Vitesse $v_0 = 3 \times 10^{10}$ $\frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$.

Unités dérivées

Longueur $a_0 = 2.821 \times 10^{-13}$ cm. . . . $\left\{ \frac{e_0^2}{m_0 v_0^2} \right.$;

Temps $t_0 = 9.403 \times 10^{-24}$ sec. . . . $\left\{ \frac{e_0^2}{m_0 v_0^3} \right.$;

Force $f_0 = 2.872 \times 10^{6}$ dynes . . . $\left\{ \frac{m_0^2 v_0^4}{e_0^2} \right.$;

Energie $w_0 = 8.10 \times 10^{-7}$ ergs . . . $m_0 v_0^2$.

(1) Il suffit de rappeler à ce propos le dégagement d'énergie qui résulte de la décomposition du radium et le fait que les forces intra atomiques sont susceptibles de projeter des électrons β avec une vitesse presque égale à celle de la lumière et cela dans un temps très court, correspondant vraisemblablement à la durée d'émission du rayon γ.

(2) Voir Langevin, *loc. cit.* L'énergie potentielle totale de l'électron

$$w_0 = \frac{2}{3} \frac{e_0^2}{a}$$

est la somme de l'énergie potentielle du champ électrostatique et de l'énergie potentielle due à la pression hypothétique de l'éther (pression de Poincaré).

M. Albert Brun donne quelques indications *sur les limites d'exactitude des analyses de silicates compliqués* tels que les laves des volcans.

Il montre que les analyses qui paraissent les meilleures, effectuées, par exemple, par certains laboratoires américains, ne sont en réalité qu'approximatives.

Il n'existe actuellement aucune analyse quantitative qui donne avec une approximation de 1 millième le poids des substances qui composent la roche.

M. Brun cite comme exemple des laves qui contiennent 2 millièmes de carbone, 1/2 millième d'azote, et dont ces laboratoires ne mentionnent aucune trace, ou même annoncent que ces corps manquent, malgré leur présence incontestable.

Les méthode employées ont été évidemment mauvaises. Il n'existe aucune méthode actuelle qui soit assez précise pour séparer le fer métallique des basaltes, du fer sulfuré (proto) et du Protoxyde.

Lorsqu'il y a une petite quantité de fer métallique disséminé, l'analyse chimique ne peut pas le séparer quantitativement du Protoxyde de fer. Il s'ensuit que dans beaucoup de roches basaltiques, la connaissance du degré d'oxydation du fer, élément si important, ne comporte qu'une faible précision.

Les méthodes des analyses des silicates compliqués sont actuellement en défaut. M. Brun a pu s'assurer que le dosage du carbone dans une lave présente des difficultés très grandes et que selon la méthode employée, les chiffres diffèrent énormément.

L'oxydation de la lave par la vapeur d'eau à haute température, oxydation répétée un certain nombre de fois, paraît le meilleur moyen pour éliminer de la lave la totalité du carbone, sous forme de CO et de CO_3, que l'on peut mesurer. Ceci est en contradiction flagrante avec l'opinion de MM. Day et Shepherd, de l'Institut Carnegie à Washington, qui ont prétendu que les laves (en particulier celle du Kilauea) ne sont pas attaquées par la vapeur d'eau. Leur assertion est complètement fausse : la vapeur d'eau a une action très énergique, aussi bien sur le verre que sur les cristaux déjà formés. Un travail plus étendu, relatif à cette dernière question, paraîtra prochainement dans les *Archives*.

J. Briquet, — *Sur quelques points de la morphologie florale des Artemisia.*

Les bases de la classification des Armoises ont été données par Besser ([1]), puis confirmées par Lessing ([2]) et A.-P. de Candolle ([3]),

[1]) Besser in *Bull. Soc. nat. de Moscou*, 1829, t. I et Tentamen de Abrotanis. *Nouv. mém. Soc. nat. de Moscou*, 1834, t. III.

avec quelques variantes, sans que ces botanistes aient ajouté grand' chose de nouveau à nos connaissances sur l'organisation florale de ces Composées. La plupart des auteurs ont suivi les précédents. Cependant, en 1850, Godron [1] a poussé plus avant l'analyse. Besser avait groupé en une section *Seriphidium (Seriphida* Less) les espèces, qui possèdent des calathides homogames (à fleurs toutes hermaphrodites) et à réceptacle nu. Or, Godron a ajouté à ces caractères celui d'avoir une corolle insérée très obliquement sur l'ovaire et des stigmates élargis au sommet en un disque cilié. Il oppose à la section *Seriphidium* un groupe *Euartemisia*, englobant toutes les autres espèces d'*Artemisia* de la flore française, dans lesquelles la corolle est insérée au sommet de l'ovaire (sous-entendu non obliquement) et à branches stigmatiques filiformes, non épaissies, ni ciliées au sommet. Malheureusement Godron se borne à ce caractère purement négatif, sans dire comment sont en réalité organisées les branches stylaires chez les *Euartemisia*. D'où on retire l'impression que l'auteur, enchanté d'avoir constaté des faits nouveaux chez les espèces de la section *Seriphidium*, en a conclu que ces faits n'existaient pas dans le reste du genre *Artemisia*, personne n'en ayant parlé.

Cette prévision a été entièrement vérifiée par l'analyse que nous avons faite d'un certain nombre d'espèces de la section *Euartemisia*. Ce nombre est fort restreint par rapport à la masse des espèces connues, mais il suffit pour montrer, d'abord que les caractères indiqués comme propres à la section *Seriphidium* par Godron se trouvent ailleurs dans le genre *Artemisia*, en second lieu qu'il existe encore, même parmi les espèces les plus connues, un immense travail à accomplir dans le champ de l'analyse morphologique des Composées.

Prenons comme type des Armoises françaises de la section *Seriphidium* l'*Artemisia maritima* L. subsp. *gallica* Briq. et Cav. (= *A. gallica* Willd). A l'anthèse, l'ovaire est obovoïde, haut de env. 1 mm., à plateau apical arrondi sur les bords. La corolle est insérée, non pas obliquement, comme l'indique Godron, mais au milieu ou presque au milieu du plateau et orientée selon le prolongement de l'axe de l'ovaire. Son tube, qui porte extérieurement de volumineuses glandes sessiles, est cylindrique et graduellement élargi dans sa partie inférieure, puis, au-dessous du milieu, dilaté

[2] de la page précédente) Lessing, Synopsis generum Compositarum, 1832, p. 264.

[3] Id.) A.-P. de Candolle. Prodromus systematis regni vegetabilis, 1837, t. VI, p. 93 et suiv.

[1]) Godron in Grenier et Godron. Flore de France, 1850, t. II, p. 126 et 135.

en gorge allongée renfermant le manchon anthérien. Les 5 lobes corollins égaux sont ogivaux et tapissés de papilles hémisphériques sur leur page interne dans la région apicale. Les anthères sont longues d'env. 1,1 mm. ; elles possèdent un appendice apical lancéolé, bien plus étroit que le corps de l'anthère qui est linéaire ; les appendices basilaires, fort courts, sont très étroits et acuminés ; les anthéropodes, élargis dans leur région médiane, sont longs d'env. 0,2 mm. Le style est pourvu au-dessus de sa base d'un épiregme ([1]) presque hémisphérique, tronqué du côté inférieur, à partir duquel le corps stylaire augmente progressivement de calibre sur une longueur d'env. 2 mm. ; puis il se divise en deux branches comprimées-rubanées dès leur base, pourvues de deux bandes stigmatiques latérales ; au sommet, ces bandes s'élargissent légèrement de façon à former un étroit plateau cilié de poils balayeurs claviformes. A la maturité, l'ovaire s'accroît excentriquement au sommet, de façon que le tube de la corolle est légèrement rejeté du côté postérieur. Dans l'*A. coerulescens* Willd. cette disposition est encore plus exagérée et l'insertion du tube corollin est très excentrique. Il n'en reste pas moins que cette disposition n'est pas primitive. A l'anthèse, l'insertion est à peu près apicale. D'ailleurs l'organisation est à peu près la même que dans l'espèce précédente, mais la corolle est plus grande, la partie inférieure du tube un peu dilatée, à anthères et à style plus longs. En revanche, dans l'*A. herba-alba* Asso, la corolle qui n'atteint pas 2 mm. de longueur, est insérée excentriquement, presque latéralement, sur un ovaire déjà dissymétrique à l'anthèse et cette disposition est encore exagérée à la maturité. D'autres différences séparent d'ailleurs cette espèce des précédentes ; la corolle est organisée comme dans l'*A. maritima*, mais les étamines ont des anthères trapues, plus courtes, n'atteignant pas 1 mm. (appendices compris), à corps beaucoup plus large ; le corps du style est très épais au-dessous des branches. — En résumé, pour les 3 espèces de la section *Seriphidium* examinées, l'organisation du style est conforme à ce qu'a annoncé Godron, mais l'excentricité d'insertion de la corolle est inégalement visible à l'anthèse suivant les espèces.

[1] Nous désignons sous le nom d'*épiregme* le renflement plus ou moins scléreux à la maturité, qui caractérise le style des Composées au-dessus de son rétrécissement basilaire. Nous reviendrons ailleurs, dans un mémoire spécial, sur la structure et les fonctions de cet organe. M. G. Beauverd (in *Bull. Soc. bot. Genève*, janv. 1909, sér. 2, t. I, p. 367) lui a donné le nom de *stylopode*, mais ce nom est déjà en usage dans la morphologie des Ombellifères et des Araliacées, dans un sens différent. Le stylopode des Ombellifères est formé par la confluence du disque avec la base élargie des styles : il est morphologiquement équivalent au nectaire augmenté de toute la région basilaire du style chez les Composées.

et ne devient caractéristique pour toutes que quand l'ovaire s'est transformé en fruit.

Qu'en est-il dans les *Eu-artemisia?* Notons d'abord que dans les espèces de ce dernier groupe il existe des fleurs extérieures ♀, et des fleurs intérieures ☿. Le style est organisé assez différemment dans les unes et dans les autres, ce dont Godron n'a tenu aucun compte et ce qui ressort des quelques notes suivantes. — Dans l'*A. lanata* Willd. (*A. pedemontana* Balb.) la corolle possède un tube inséré sans excentricité au sommet de l'ovaire, les fleurs ♀ zygomorphes ont un style à branches longues d'environ 0,8 mm., un peu renflées au sommet arrondi-déprimé, couvert de papilles saillantes, mais sans longs poils balayeurs. Au contraire, dans la fleur ☿ actinomorphe, les branches stylaires sont élargies au sommet en plateau rétus et cilié de longs poils balayeurs. — Dans l'*A. nitida* Bert., les fleurs sont insérées à l'anthèse d'une façon très obliquement excentrique sur l'ovaire. Celles ♀, zygomorphes, ont un style à branches comprimées, fortement dilatées, soudées à la base sur une longueur de près de 0,5 mm., puis rétrécies, enfin élargies-rétuses au sommet et garnies de papilles saillantes et serrées. Dans la fleur ☿ actinomorphe, les branches du style sont élargies-comprimées dès la base, à sommet élargi-tronqué et cilié de longs poils balayeurs à extrémité arrondie. A la maturité, les akènes obovoïdes sont naturellement dissymétriques et gibbeux du côté antérieur au sommet. Prenons enfin l'*A. petrosa* Jan (*A. eriantha* Ten., *A. Villarsii* Gr. Godr.) Ici aussi, la corolle est insérée d'une façon excentrique sur l'ovaire, surtout dans les fleurs ♀, où l'insertion est nettement oblique. Ces dernières, zygomorphes, ont un style à branches un peu cylindriques, moins comprimées, atténuées au sommet couvert de papilles saillantes. Au contraire, les fleurs ☿ actinomorphes ont un style à branches élargies au sommet en un plateau cilié d'abondants poils balayeurs à extrémité arrondie. L'insertion oblique de la corolle entraîne une dissymétrie des akènes allongés-obovoïdes. — Une organisation analogue se remarque dans l'*A. Genipi* Web. (*A. spicata* Wulf.).

Les faits qui précèdent montrent, comme nous le disions en commençant, que les caractères que Godron croyait exclusivement propres à la section *Seriphidium* du genre *Artemisia*, se retrouvent chez diverses espèces d'*Euartemisia*, et que la morphologie florale de détail des Armoises est encore presque entièrement à faire.

Séance du 4 novembre

J. Carl. Considérations générales sur la Faune des Phasmides de la Nouvelle Calédonie et des Iles Loyalty.

J. Carl. — *Considérations générales sur la Faune des Phasmides de la Nouvelle Calédonie et des Iles Loyalty.*

Cette faune se compose de 31 espèces réparties sur 15 genres, dont 8 appartiennent à l'élément endémique, tandis que les autres ont une aire de distribution plus ou moins vaste. L'auteur a constaté les faits suivants :

1° La présence d'une proportion élevée de genres strictement endémiques.

2° Grand développement de deux genres constituant l'élément endémique régional *(Canachus* et *Asprenas)*, qui donnent à cette faune un cachet spécial.

3° Représentation relativement faible des grands genres largement répandus dans la Polynésie et la Mélanésie et probabilité d'importation passive dans certains cas.

4° Grand endemisme spécifique : Des 31 espèces que compte la faune des Phasmides, 22, c'est-à-dire plus des deux tiers sont endémiques dans la grande île ou dans les Loyalty.

La faune des Phasmides néocalédonienne se présente donc comme une faune hautement endémique, ancienne et spécialisée, résultat d'une longue évolution à l'abri de toute influence étrangère sur des îles séparées très tôt de toute autre terre,

Les nombreuses absences, les affinités très faibles avec les faunes des terres les plus rapprochées ainsi que le résultat de la comparaison avec la faune des Iles Fidji, confirment ce caractère d'ancienneté et d'isolement.

Séance du 18 novembre

C. Cailler. La probabilité des causes.

Cette séance a été consacrée à un échange de vues sur le problème *des différences des moyennes et de la probabilité des causes.*

M. E. Claparède introduit la question et donne les énoncés d'une série de problèmes qui peuvent servir d'exemples à un seul et même problème fondamental en psychologié expérimentale : il

s'agit essentiellement de reconnaître si les différences données par diverses statistiques sont significatives ou si, au contraire, elles se sont produites fortuitement sous la seule influence du hasard.

M. C. Cailler explique l'attitude qu'observent les mathématiciens à l'endroit des problèmes relatifs à *la probabilité des causes*, analogues à ceux que vient de poser M. Claparède sur la différence des moyennes. Un facteur auquel la théorie attribue une grande importance est volontiers passé sous silence par les statisticiens dans les applications qu'il font du calcul des probabilités. Ce facteur est celui que les mathématiciens appellent la *probabilité a priori* ; il correspond aux conditions particulières à chaque statistique, et il mesure la fréquence des causes auxquelles peut être attribué un certain effet, quand ces causes se développent dans le temps en produisant non seulement le dit effet, mais encore tous ceux dont elles sont capables. Par une série d'exemples appropriés, M. Cailler montre l'importance de l'élément *a priori* pour l'évaluation correcte des probabilités *a posteriori*. L'intervention nécessaire de ce facteur, le plus souvent inconnu au début d'une statistique, ne permet pas de donner une valeur numérique exacte pour la probabilité intrinsèque correspondant à l'événement observé. Un processus d'extinction de l'élément *a priori* fait d'ailleurs que l'incertitude diminue lentement, à mesure que l'expérience se prolonge. Si elle a duré suffisamment longtemps, peu importe le point de départ posé arbitrairement au début ; il devient inopérant en regard des faits nouveaux accumulés par l'observation.

Toutes ces circonstances devront être pesées pour apprécier sainement la signification des différences relevées entre les moyennes de deux matériels d'expériences plus ou moins similaires. Ce sera au bon sens, plus souvent qu'au calcul, à prononcer en dernier ressort.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 19 mai 1915

P. Murisier. La signification biologique de l'argenture des poissons.

M. P. Murisier. — *La signification biologique de l'argenture des poissons.*

Les poissons vivant à la surface des mers et des eaux douces ont généralement le ventre et les flancs brillamment argentés. Ces mêmes parties du corps chez les habitants des eaux profondes sont ternes ou sombres et cela d'autant plus que le milieu est moins éclairé. Il faut en conclure que l'argenture confère aux poissons pélagiques une immunité toute spéciale vis-à-vis des dangers qu'ils courent dans les couches d'eau superficielles ou bien qu'elle est apparue sous l'influence directe de certains facteurs agissant d'une façon particulièrement intense au voisinage de la surface.

M. Popoff [1] a donné une interprétation finaliste très élégante de l'utilité de l'argenture en se basant sur les deux faits suivants :

1° Vue d'une certaine profondeur la surface paraît argentée parce que les rayons lumineux obliques qui pénètrent dans le milieu liquide subissent une double réflexion totale, la première de bas en haut en rencontrant de fines particules en suspension dans l'eau, la seconde de haut en bas à la surface de séparation de l'air et de l'eau.

2° Les poissons de surface sont constamment pourchassés par leurs congénères carnassiers qui vivent au-dessous d'eux.

Or, il est évident que l'argenture de leur ventre permet aux poissons pélagiques de se confondre avec le miroir de la surface et d'échapper ainsi à la vue de leurs ennemis. Cette utilité immédiate du revêtement argenté devient de moins en moins grande à mesure que l'éloignement de la surface augmente. Les poissons

[1] *Biol. Centralbl.*, 1906.

des eaux profondes et obscures sont ternes parce que tout éclat miroitant leur est inutile.

La sélection naturelle s'est emparée de ce caractère protecteur et seuls les poissons qui le possèdent au plus haut degré ont pu résister à la lutte pour l'existence telle qu'elle se présente dans le milieu pélagique ([1]).

La théorie de Popoff ne nous renseigne pas sur les causes de l'apparition de l'argenture. Son auteur ajoute que nous ignorons totalement l'action des agents du milieu sur son développement.

Mais à première vue il semble que si l'éclat argenté est propre aux poissons des eaux éclairées et fait défaut aux habitants des eaux obscures, l'influence directe de l'éclairement du milieu mérite d'être prise en considération. Il n'est pas difficile de comprendre en outre que les poissons pélagiques vivant entourés de particules réfléchissantes fortement éclairées se trouvent sur un fond clair qui devient de plus en plus sombre à mesure que l'on descend dans les fonds.

Or, si l'on s'adresse à une espèce très sujette à varier, telle que la truite des lacs *(Trutta lacustris* L. que Lunel a dénommée *Trutta variabilis)* et qu'à partir de leur sortie de l'œuf on élève à la lumière vive sur fond blanc réfléchissant ou sur fond noir mat ou encore à l'obscurité totale (les autres conditions du milieu, la nutrition restant strictement les mêmes) des truitelles provenant de parents identiques, voici ce qu'on observe au bout de neuf mois d'élevage à température élevée (18°) :

Les truitelles élevées sur fond réfléchissant sont pâles, leur ventre et leurs flancs présentent un magnifique éclat argenté ; sur fond noir comme à l'obscurité, leurs sœurs sont sombres et leur argenture est nulle.

Comment expliquer cette différence ? La couleur sombre des poissons est produite par un pigment noir contenu dans des cellules étoilées (mélanophores) à prolongement mobiles qui tantôt s'étalent et tantôt se rétractent. Dans le premier cas, les cellules noires forment à la surface du corps de l'animal un écran protecteur continu absorbant les rayons lumineux et empêchant leur action directe sur le milieu interne. Dans le second cas, l'écran disloqué est criblé de larges espaces transparents qui permettent à la lumière de traverser l'organisme de part en part et de cette pénétration semble résulter le développement de l'argenture.

La dislocation de l'écran pigmentaire noir et l'arrêt de son développement sont dus à une action nerveuse déclanchée par une excitation de la rétine sous l'influence des rayons lumineux réfléchis par le fond. La relation entre l'apparition de l'argenture, la

[1]) Laloy, *Rev. scient.*, S. 5, T. VIII, 1907.

réduction de l'écran pigmentaire et la fonction visuelle est très nette chez les truitelles aveugles; sur fond blanc réfléchissant, leur ventre comme leur dos et leurs flancs est sombre, l'argenture fait défaut alors que dans des conditions strictement égales les individus normaux sont brillamment argentés.

Il résulte de ces expériences, suivies pendant plusieurs années, que chez la truite des lacs, à la première génération issue de parents identiques, l'argenture peut apparaître ou faire défaut et que son apparition se fait uniquement sous l'influence de la lumière réfléchie par le fond sur lequel l'animal a vécu.

En généralisant le phénomène, il est possible de conclure que l'apparition de l'argenture des poissons résulte de leur adaptation à la vie pélagique et que son existence est avant tout liée à l'action directe du milieu.

L'utilité de l'argenture envisagée au point de vue biochimique peut se démontrer sans peine, mais nécessite un développement qui ne trouverait pas de place ici.

Séance du 2 juin

H. Blanc. Poissons de l'Ogôué-Gabon. — Id. Collection de fourmis de la Suisse. — Id. Développement embryonnaire et post-embryonnaire de la truite. — A. Barbey. Biologie du Cerambyx heros Scop. — Paul Jomini. Nid de cigognes *(ciconia alba)*.

M. le prof. H. Blanc présente à la société une importante collection de *Poissons de l'Ogôué-Gabon*, récoltés de 1909-1914 par M. Louis Pelot, missionnaire de la Mission protestante française de Ngômo qui les a offerts au Musée zoologique. Ces poissons, conservés à la formaline, ont été déterminés d'après les travaux de Boulenger et de Pellegrin. La collection de M. Pelot comprend 299 exemplaires différents d'âge ou de taille qui représentent 55 espèces, 43 genres, 21 familles appartenant aux trois sous-classes des Dipneustes, Téléostéens et Sélaciens.

D'entre ces poissons exotiques, dont la forme est parfois curieuse, l'auteur a choisi les représentants de quelques familles intéressantes soit par leur éthologie, c'est-à-dire leurs mœurs, soit par leur distribution géographique.

D'entre les *Dipneustes* est présenté : *Protopterus Dolloi*, espèce voisine du Protopterus annectens qui s'encoconne comme cette dernière à l'entrée de la saison sèche. Parmi les Téléostéens, sont citées les familles suivantes : les *Elopidae*, formes apparentées aux Ganoïdes qui remontent de la mer dans les fleuves. Les *Mormyrides*, poissons communs dans les grands bassins

du Nil, du Congo, du Sénégal, etc.; ils étaient autrefois considérés comme animaux sacrés par les Egyptiens. Ces poissons sont appelés pseudo-électriques, en raison de leur appareil électrique qui est moins bien spécialisé que celui des vrais poissons électriques. Ils ont souvent le museau allongé, recourbé en trompe, adapté pour la recherche de la nourriture qui doit consister, pour plusieurs espèces dépourvues de dents, en vers, mollusques, qu'elles chassent sous les pierres, dans des trous de la vase. La comparaison est faite entre diverses têtes de Mormyres et des becs de Colibris.

Les *Silurides* sont amplement représentés dans les fleuves africains; à citer le *Malapterure électrique*, l'appareil d'un exemplaire de la collection Pelot a été préparé ; il se laisse reconnaître sous la peau des flancs avec son mode d'innervation.

Les *Anabantides* sont des poissons qui peuvent vivre trois, quatre jours hors de l'eau ; un exemplaire de l'espèce a été préparé pour démontrer l'existence des cavités respiratoires accessoires qui permettent à ces animaux de respirer peut-être de l'oxygène de l'air libre. La famille des *Cichlides* est représentée par une trentaine de spécimens appartenant aux genres *Tilapia*, *Pelmatochromis* et *Hémichromis*. Un *Tilapia* mâle adulte a été préparé pour faire voir les œufs avalés au moment de la ponte et gardés par l'animal dans sa cavité bucco-pharyngienne jusqu'à l'éclosion. A propos des soins donnés à la progéniture chez les poissons, M. Blanc signale l'intéressante série éthologique qui peut maintenant être établie.

Le dernier envoi de M. Pelot reçu en 1914 consistait en une peau d'un jeune *Pristis* (*P. Perrotteti*) pris à l'épervier. Ce Sélacien a pu être moulé et naturalisé à sec dans de bonnes conditions par le préparateur du musée qui avait à sa disposition les nombreuses mesures prises par M. Pelot sur l'animal venant d'être capturé qui mesurait 2 m. 70 de long.

L'auteur termine sa communication en présentant les hypothèses qui ont été émises par Boulenger et d'autres savants sur l'origine des poissons des eaux douces du continent africain.

La direction du Musée zoologique vaudois réitère l'expression de sa gratitude à M. L. Pelot pour ses précieux envois de poissons dont la liste paraîtra dans le prochain numéro du Bulletin.

M. H. Blanc présente encore une *collection des fourmis de la Suisse*, constituée par M. le Dr A. Forel, de 1866-1874 ; cette collection contient tous les matériaux qui ont servi au savant myrmécologue pour écrire sa monographie classique, *Les Formicides de la Suisse*, mémoire couronné par la Société helvétique des Sciences naturelles en 1873.

M. le Dr A. Forel a bien voulu joindre à son don une collection des fourmis du canton de Vaud qui figure dans la division de la faune vaudoise.

M. Blanc montre enfin un *tableau* inédit représentant les principaux stades *du développement embryonnaire et post-embryonnaire de la truite.* Ces stades ont été soigneusement dessinés et peints d'après des préparations faites au laboratoire de zoologie par M. P. Murisier, assistant.

A. Barbey, expert forestier: *Biologie du Cerambyx heros Scop.*

Ce Longicorne, qui est le plus grand représentant de cette famille dans la faune européenne, est répandu surtout dans les régions méridionales et ne se rencontre que rarement dans le Nord de l'Europe. Il attaque presque exclusivement les chênes de grandes dimensions, et a l'existence remarquablement longue, si on la compare à celle d'autres insectes indigènes.

Le *Cerambyx heros* essaime au premier printemps ; après un vol nocturne, la femelle dépose ses œufs dans les anfractuosités de l'écorce, recherchant avant tout les parties vulnérables des anciens chênes déformés, et particulièrement les arbres têtards qui abondent le long des haies et dans les propriétés rurales du canton de Genève, de la Savoie et du Gessien. Ce Cérambycide est beaucoup moins répandu dans le canton de Vaud, où les arbres émondés sont moins fréquents, et sa présence dans les futaies de chênes est très rarement constatée par les forestiers.

La jeune larve qui éclot pendant la belle saison, commence à fouiller les couches libériennes, laissant derrière elle des couloirs embrouillés, remplis de détritus ligneux digérés et coagulés. Cette première période de forage dure environ deux ans. A ce moment-là, la larve, qui mesure environ trois à quatre centimètres de longueur, pénètre dans le bois sain dont les sucs même les plus riches et les plus abondants ne l'entravent pas. Le long couloir qu'elle fore sans aucun plan conçu, mais toujours de section ovale, monte et descend, présentant parfois des élargissements dont on ne s'explique pas la cause.

Au bout de la quatrième année de l'existence larvaire, le xylophage aux mandibules puissantes songe à sa seconde métamorphose qu'il a bien soin d'opérer à l'abri des influences météorologiques et des ennemis du dehors. Son instinct admirable lui fait comprendre que la forme parfaite de l'insecte ailé aux longues mandibules n'aura pas la faculté de se former au plus profond du système de galeries et de gagner l'extérieur ; il faut donc que la

niche de nymphose soit à la fois près de la périphérie et à l'abri des coups de bec du pic-bois, comme de l'influence nocive de la pluie qui coule le long du tronc. Dans ce but, la larve adulte, qui a gagné les couches cambiales, pratique dans l'écorce épaisse une fenêtre de sortie pour le futur insecte ailé, puis, se retournant sur elle-même, elle commence le forage d'un couloir en forme de crochet ou de point d'interrogation long de quinze à vingt-cinq centimètres dont l'entrée remonte légèrement et dont l'extrémité est parallèle aux fibres ligneuses du bois. Lorsque ce berceau est entaillé, le Cerambyx, encore à l'état larvaire, se retourne après avoir garni sa cellule d'un duvet ligneux et après avoir obturé la partie supérieure de la niche à l'aide d'une cupule crayeuse, produit tiré du tube digestif. Parfois, cette fermeture pierreuse fait défaut et est remplacée par un simple tampon de sciure mastiquée qui maintient une température égale dans ce laboratoire de transformation de l'animal. Au bout de quelques semaines, la nymphe est formée, et, à la fin de l'hiver, l'insecte est prêt à gagner le dehors avec ses longues antennes pressées des deux côtés du corps. Chose curieuse, sa forme parfaite, qui possède de longues mandibules, n'est pas en mesure, à l'instar de sa larve, de pratiquer des couloirs dans le bois ; c'est tout au plus si l'insecte, avide de lumière et d'espace, est capable de rejeter au dehors les quelques débris que la larve a laissés dans sa galerie d'accès à la chambre de nymphose ou encore d'achever l'orifice de sortie ébauché dans les couches corticales.

On trouve parfois, à la fin de l'hiver, des capricornes du chêne qui attendent les premiers rayons solaires pour gagner le dehors, et qui se prélassent dans les élargissements du système larvaire.

Il est à remarquer que la larve seule, privée d'yeux et des sens de l'odorat et de l'ouïe, opère un travail considérable de forage, et ceci durant quatre ans consécutifs, alors que l'insecte ailé dont l'existence dure quelques semaines à peine ne provoque, pour ainsi dire, aucune perturbation dans le bois.

Le *Cerambyx heros* peut habiter pendant une longue suite d'années dans un chêne, sans nécessairement déterminer un dépérissement de l'arbre, mais il faut reconnaître que des dégâts d'un calibre aussi développé sont la cause d'une moins-value importante du bois de chêne.

M. Paul Jomini, professeur, annonce l'existence d'un *nid de cigognes (ciconia alba)*, construit à quatre mètres de hauteur, sur une verne, dans les marais de l'Orbe, entre le Mauremont et Chavornay. Le nid peut s'apercevoir facilement de la ligne du chemin de fer. Il a été commencé le 10 avril 1915, par deux couples de cigognes faisant partie d'une compagnie de dix individus, évi-

demment chassés d'Alsace par la guerre. Un seul couple pris possession et acheva la construction du nid, qui est fait de branches apportées d'une forêt située à un kilomètre. L'intérieur du nid est capitonné d'herbes sèches. La ponte a eu lieu vers le 20 avril. Le 21 mai, on constata, à terre, sous le nid, des débris d'œufs (probablement de trois ou quatre). Les parents-cigognes ne craignent pas les vaches qui paissent aux alentours et nourrissent leurs petits des reptiles batraciens du marais. Les observations et la surveillance du nid sont faites par M. Foretay, gendarme, à Chavornay. Une photographie du nid illustre la communication.

Les dernières nichées de cigognes furent vues, à Avenches, sur le cigognier, vers 1863.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

Prof. Sen. Augusto Righi. Sul moto dei ioni (ed elettroni) in un campo elettrico e magnetico e su diversi fenomeni che ne dipendono. Memoria letta alla R. Acc. delle Scienze dell'Istituto di Bologna, nella sessione del 28 aprile 1915 ; estratta dalla serie VII, t. II, 1914-1915, delle Memorie. Tip. Barberini e Parmeggiani, Bologna.

Dans ce beau Mémoire in-4° de 33 pages, illustré par 10 figures, le Prof. Righi défend sa théorie des rayons magnétiques, qu'il a découverts et dont il poursuit l'étude avec la perspicacité qui le distingue. Sa richesse d'imagination, vraiment géniale, lui permet de combiner et de créer de nouveaux dispositifs pour apporter des appuis expérimentaux à chaque point controversé de sa théorie. Ces nouvelles expériences enrichissent la science de faits nouveaux et étendent ainsi de plus en plus le champ des recherches qui constituent la lutte, vraiment noble celle-là, de l'homme pour arracher à la nature les vérités qu'elle nous cache. Après une brève introduction historique, l'auteur, dans le chapitre I *(Mouvement d'une particule électrisée en champs uniformes)*, traite et résout des questions de physique mathématique, avec la clarté et l'élégance qui caractérisent tous ses travaux, même ceux de cette nature. Le chapitre II *(Théorie électronique des forces électrodynamiques et électromagnétiques)* est moins mathématique et la partie expérimentale contient des expériences très intéressantes avec des dispositifs nouveaux répondant parfaitement à leur but. Il en est de même du chapitre III *(Influence du champ magnétique sur la distribution du courant)* qui est presque complètement expérimental. Enfin, le chapitre IV et dernier *(Sur la théorie des mouvements magnétiques)* entre dans la discussion des plus récentes critiques adressées à sa théorie. Le Prof. Righi, s'appuyant sur ses constatations expérimentales récentes et anciennes, et parmi ces dernières sur celles qui ont trait à la formation de l'anode virtuelle, révélée par les déformations que subit la colonne lumineuse, qu'il appelle *colonne secondaire,* due à l'agglomération des résidus des doublets constituant les rayons magnétiques, résidus formés exclusivement de ions positifs, arrive à la conclusion suivante : Si on ne veut pas admettre

l'intervention de la force due au champ magnétique et agissant sur des couples neutres électron-ion, on ne peut pas expliquer un phénomène de grande évidence, tel que celui de la propagation de la lumière cathodique le long des lignes de force du champ magnétique, que l'on fait agir sur elle ; ainsi que le fait que cette propagation s'accentue lorsqu'on augmente (au moins jusqu'à une certaine limite) l'intensité du champ. Cette conclusion montre l'importance théorique du sujet traité dans ce Mémoire.

Th. T.

CHIMIE

O. Baudisch et R. Fürst. — Sur le m-nitroso-anisol (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. 48 (1915), p. 1665-1670 ; Chemisches Institut der Universität Zurich).

Les auteurs ont préparé le *sel d'ammonium de la m-méthoxy-nitroso-phénylhydroxylamine*, composé très stable, f. à 135°, en faisant réagir le sulfure d'ammonium sur le m-nitro-anisol, extrayant à l'éther et introduisant dans cet extrait, séché sur du sulfate de Na, un courant de NH^3, puis du nitrite d'amyle fraîchement distillé ; il se forme une bouillie blanche et cristalline du sel d'ammonium ci-dessus avec un rendement de 50 %. Ce sel est très soluble ; traité à froid par du brome il fournit le *m-méthoxy-nitrosobenzène* $CH^3O . C^6H^4 . NO$. Ce nouveau composé se colore à 40° en vert, puis il f. à 48°, à 80° il devient brun. Il donne avec une solution alcoolique d'o-p-dinitrotoluène en présence de lessive de soude une jolie combinaison rouge et avec l'iodéthylate de quinaldine en présence d'une trace de soude, une coloration violet foncé. La *m-méthoxy-nitrosophénylhydroxylamine* libre est en aiguilles jaune pâle, f. à 77° en un liquide jaune. Ses sels complexes de Fe et de Cu correspondent aux formules :

$$(C^7H^7O^3N^2)\frac{Fe}{3} \quad \text{et} \quad (C^7H^7O^3N^2)\frac{Cu}{2}$$

MESURES DU COURANT ÉLECTRIQUE

PASSANT DE L'ATMOSPHÈRE A LA TERRE

faites chaque jour à Altdorf et à Fribourg, entre 1 h. 30 et 2 h. du soir

DÉCEMBRE 1915

Date	Altdorf			Fribourg			Temps
	λ	P. G.	Cour^t	λ	P. G.	Cour^t	
1	217	69	50	115	77	30	A la pluie à Fribourg.
2	129	96	41	342	19	22	Pluie à Fribourg.
3	—	7	—	—	-115	—	»
4	137	83 à -92	—	488	-40 à -400	—	»
5	222	96	71	339	135	153	Assez beau.
6	954	56	178	310	143	148	Fœhn à Altdf.
7	485	60	97	192	252	160	Assez beau.
8	175	-22	-13	504	74	107	Pluie.
9	150	117	58	354	111	132	Assez beau.
10	197	30	20	559	98	208	Couvert.
11	600	42	84	384	0 à 650	—	Pluie Fbg, fœhn Altdf.
12	310	125	129	283	281	265	Couvert.
13	207	109	75	156	153	80	»
14	205	76	52	93	191	59	Beau, froid.
15	235	61	48	159	481	254	» »
16	138	109	50	70	573	134	Brouillard à Altdorf.
17	560	41	73	49	> 660	—	Fœhn à Altdorf.
18	155	90	46	42	-280	39	Brumeux à Fribourg.
19	162	44	24	203	191	129	Brouillard à Altdorf.
20	204	28	19	185	156	96	Neige à Altdorf.
21	267	76	68	282	149	139	Assez beau.
22	130	63	27	405	102	138	Couvert.
23	119	130	52	242	120 à -67	—	Pluie à Fribourg.
24	154	143	73	537	76	135	» faible.
25	664	74	164	—	—	—	Fœhn Altdorf.
26	210	108	76	506	120 à -325	—	Pluie faible.
27	197	143	94	306	218	222	Couvert.
28	94	103	32	366	118	144	»
29	110	104	38	167	252	140	»
30	177	78	46	309	185	189	A la pluie à Fribourg.
31	204	50	34	189	250 à 120	—	Brouillard »

Abréviations

λ = conductibilité par ions négatifs et positifs en unités électrostatiques $\times 10^6$

P. G. = gradient du potentiel en volts par mètre, réduit sur terrain plat

Courant vertical, en unités électrostatiques $\times 10^8$

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE DÉCEMBRE 1915

Le 1, pluie de 7 h. à 8 h. du matin et de 8 h. 30 à 9 h. 20 du soir.
2, pluie de 7 h. 40 du matin à 1 h., de 7 h. à 9 h. du soir et dans la nuit : fort vent à 7 h. du matin et à 10 h. du soir.
3, pluie pendant une grande partie de la journée.
4, petite pluie le matin : arc-en-ciel à 1 h. du soir.
6, pluie de 6 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
7, pluie de 6 h. 25 à 7 h. du soir et dans la nuit.
8, petite pluie le matin et dans la nuit.
9, pluie à 7 h. du matin. à 4 h. du soir et dans la nuit.
10, pluie pendant une grande partie de la journée.
11, pluie de 12 h. 10 à 5 h. du soir ; fort vent à 1 h. du soir.
12, pluie de 11 h. 30 du matin à 3 h. 40 du soir : orage à 4 h. 25 : fort vent de 4 h. à 5 h. du soir.
13, forte bise pendant toute la journée.
14, forte bise jusqu'à 4 h. du soir.
Les 14, 16 et 17, gelée blanche le matin.
Le 19, gelée blanche le matin : très forte bise depuis 9 h. du soir.
20, forte bise toute la journée : neige sur le Salève.
21, neige dans la nuit, hauteur 1 cm.
22, pluie de 7 h. à 10 h. du matin.
23, pluie de 12 h. à 1 h. du soir et dans la nuit.
24, pluie de 7 h. à 10 h. du matin, de 4 h. à 7 h. du soir et dans la nuit.
25, pluie de 11 h. du matin à 6 h. du soir et dans la nuit.
26, petite pluie dans la matinée.
28, gelée blanche le matin.
30, brouillard enveloppant jusqu'à 10 h. du matin : petite pluie dans la soirée.
31, brouillard enveloppant jusqu'à 8 h. du soir ; pluie dans la nuit.

Hauteur totale de la neige : 1 cm. tombé en un jour.

GENÈVE — DÉCEMBRE 1915

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	21.3	21.7	21.9	21.54	− 5.20	20.5	23.0	SE. 1	SW. 1	SW. 2	SSW. 1	7.9	10	4	10	7	2.3	1.3	2
2	24 5	25.3	26.5	25.14	− 1.64	23.0	26 6	SW. 2	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	10.1	10	10	10	10	0.0	5.3	9
3	25.5	25.4	26.2	25.83	− 0.99	25.2	26.3	NW. 1	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	5.2	10	10	1	8	000	3.1	5
4	25.3	24.5	23.1	24.77	− 2.09	23.2	26.1	SW. 1	SW 1	W. 1	SW. 1	3.8	9	9	0	6	0.1	0.9	2
5	23.0	22.3	19.8	22.00	− 4.90	18.2	23.8	SSW. 1	W. 1	SW. 1	calme	1.4	10	7	9	8	0.9	....	....
6	17.2	18.4	21.7	18.66	− 8 28	16.7	23.1	SW. 1	SSW. 2	SSW. 1	SSW. 1	7.1	5	3	10	8	3.2	7.4	7
7	25.3	25.2	24.9	24.86	− 2.12	23.1	26.1	SSW. 1	SW. 1	NW. 1	SSW. 1	5.7	3	4	8	6	3.8	1.5	3
8	23.5	23.8	24.2	23.94	− 3.08	23.5	24.5	SW. 1	W. 1	NE. 1	SW. 1	6.2	10	9	9	9	1.1	4.3	5
9	26.1	26.5	26.3	26.02	− 1 01	24.4	27.0	W. 1	SW. 1	W. 1	SW. 1	5.7	10	9	10	10	1.5	2.0	2
10	25.6	26.3	26.9	26 25	− 0.85	25.3	27.1	SW. 1	SE. 1	NNE. 1	SW. 1	6.3	10	10	10	10	0.0	4.7	5
11	21.8	23.1	25.2	24.17	− 2.97	21.4	26.5	SSE. 1	SSW. 3	W. 1	SSW. 1	9.2	4	10	0	7	2.9	4.6	5
12	20.5	17 9	22.2	20.59	− 6.59	17.2	24.2	W. 1	SW. 2	SSW. 1	SSW. 1	10.2	8	9	10	9	0.0	6.1	7
13	26.3	28 8	32.9	28.33	+ 1.11	22.3	33.3	NE. 2	NNE. 3	NNE. 1	NNE. 2	20.5	10	4	8	7	1.0	....	....
14	34.2	34.7	33.2	**33.94**	**+ 6.68**	32.4	**35.4**	NNE. 2	NNE. 2	E. 1	NNE. 2	17.5	1	1	0	2	6.6	....	....
15	29.5	26.2	24.2	27.39	+ 0.09	23.8	32.4	SE. 1	NNE. 1	SSE. 1	calme	1.2	1	2	0	3	5.3	....	....
16	23.2	22.3	21.9	22.73	− 1.61	21.7	23.8	SE. 1	W. 1	SW 1	calme	1.0	10	10	10	10	0.0	....	....
17	21.3	20.5	21.3	21.17	− 6.20	20.5	21.7	SSW. 1	SSE. 1	SE. 1	calme	1.4	10	9	10	9	0.0	....	....
18	21.6	23.0	25.2	23.03	− 4.38	21.3	25.9	SSW. 0	SE. 0	SSW. 1	calme	1.2	10	9	0	9	1.1	....	....
19	25.9	25.7	26.5	26.02	− 1.13	25.3	26.6	SSW. 0	N. 1	NNE. 3	NNE. 1	12.9	10	9	10	10	1.6	....	....
20	25.1	25.8	28.0	26 15	− 1.33	25.0	28 3	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 3	**27.9**	10	9	1	6	0.5	....	....
21	29.1	28.2	28 2	28.45	+ 0.93	27.1	29.7	SSW. 1	NNE. 1	SW. 1	calme	1.2	7	0	9	6	6.5	0.7	3
22	26.4	26.6	26.4	26.54	− 1.02	26.1	27.1	NNW. 1	SE. 0	NNW. 1	calme	0.8	10	9	9	9	0 4	0 4	3
23	22.2	21.0	21.5	22.35	− 5.24	20.5	26.1	NW. 0	SSW. 1	NW. 1	SSW. 1	5.7	9	10	9	9	0.0	2.6	3
24	18.1	16.8	16.3	17.56	−10.06	16.0	29.5	S. 1	W. 1	NW. 1	SW. 1	4.6	9	10	9	10	0.0	5.3	9
25	14.4	12.4	16.1	**14.67**	**−12.98**	**12.2**	17.5	SSW. 1	NW. 1	SSW. 1	SSW. 1	4.0	9	10	10	8	0.0	**10.8**	**11**
26	23.4	26.8	30.1	25.54	− 2.14	17.5	30.5	SSW. 2	SSW. 2	W. 1	SSW. 1	3.8	8	6	0	7	1.6	1 1	2
27	30.6	29.5	29.5	29.92	+ 2.21	29.1	30.6	SSW. 1	W. 1	N. 1	calme	0.7	2	8	0	6	3.0	....	....
28	29.2	28.4	26.9	28.40	+ 9 67	25.6	29 5	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	calme	1 2	0	9	1	3	1.2	....	....
29	23.7	23.0	25.2	24.00	− 3.76	22.4	25.6	SE. 1	N. 1	NNE. 1	calme	1.6	3	9	0	5	1.4	0.2	...
30	25.7	26.4	29.7	27.08	− 0.70	25.3	30.2	SSW. 1	SE. 1	NNE 1	calme	0.8	10	9	10	10	0.0	1.4	2
31	30.8	29.8	31.1	30.46	+ 2.66	29.5	31.7	NW. 1	SW. 0	SW. 1	calme	1.4	10	10	10	10	0.0	0 7	2
Mois	24.53	24.39	25.28	24.76	− 3.20							6.11	7.7	7.7	6.2	7.6	45.5	64.1	87

GENÈVE — DÉCEMBRE 1915

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en % 7 h.	Fraction de Saturation en % 1 h.	Fraction de Saturation en % 9 h.	Fraction de Saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation en % Min.	Fraction de Saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 3.8	+12.8	+10.5	+ 7.59	+ 5.34	+ 2.8	+13.3	97	72	77	87	+ 2	68	98	7.0	− 0.9	1610
2	11.2	10.2	12.0	10.89	+ 8.77	9.2	12.6	60	74	74	72	−13	60	92	7.3	− 0.5	1570
3	10.0	12.4	12.2	11.05	+ 9.05	9.5	13.6	84	73	80	80	− 5	67	90	7.5	− 0.2	1605
4	11.8	13.4	11.6	12.45	+10.57	10.3	15.5	86	84	80	79	− 6	61	90	7.6	0.0	1645
5	12.6	15.7	9.2	12.54	+10.78	7.8	16.4	74	64	86	74	−11	60	94	—	—	1665
6	13.6	17.6	11.5	**13.77**	**+12.12**	7.4	**17.6**	43	40	81	**58**	**−27**	**38**	94	7.8	+ 0.4	1675
7	10.6	14.6	11.9	12.14	+10.60	9.8	14.8	72	46	58	64	−21	43	91	7.8	+ 0.5	1705
8	11.8	11.0	11.3	11.98	+10.55	10.0	15.6	74	70	84	76	− 9	64	88	7.5	+ 0.3	1685
9	10.7	14.9	12.2	12.37	+11.05	10.0	16.3	91	63	81	79	− 7	60	93	7.7	+ 0.6	1705
10	12.4	13.2	12.3	12.72	+11.50	11.0	15.0	76	88	88	82	− 4	61	92	7.8	+ 0.7	1715
11	12.6	14.6	8.6	12.15	+11.03	7.5	17.0	77	70	78	78	− 8	51	92	8.0	+ 1.0	1735
12	9.2	11.3	5.2	8.54	+ 7.52	4.0	11.8	70	65	71	71	−15	60	86	—	—	1720
13	1.0	2.2	+ 0.7	2.02	+ 1.09	+ 0.2	4.6	85	61	76	72	−14	53	96	6.8	0.0	1780
14	+ 0.1	+ 1.7	− 3.2	+ 0.03	− 0.81	− 3.8	2.3	80	67	84	73	−13	58	95	6.7	0.0	1735
15	− 0.8	− 1.3	− 4.3	**− 3.79**	**− 4.54**	**− 7.0**	+ 0.4	94	84	88	88	+ 2	78	96	6.5	− 0.1	1745
16	− 1.0	− 1.6	− 0.6	− 2.63	− 3.30	− 6.5	− 0.5	100	94	96	95	+ 9	86	100	6.5	0.0	1735
17	0.0	+ 2.5	+ 0.7	+ 0.71	+ 0.12	− 1.2	+ 2.8	93	62	88	84	− 2	58	94	6.3	− 0.2	1730
18	+ 0.1	4.4	0.4	1.60	+ 1.09	− 0.6	5.4	92	71	92	86	0	70	98	6.7	+ 0.3	1725
19	− 1.2	3.6	+ 1.8	1.13	+ 0.69	− 1.8	4.3	99	68	73	84	− 2	64	100	—	—	1715
20	+ 1.4	1.2	− 0.2	1.03	+ 0.66	− 0.5	1.8	74	71	82	75	−11	67	84	6.3	+ 0.1	1730
21	− 1.6	3.2	+ 1.5	0.80	+ 0.50	− 2.3	5.3	88	53	72	73	−13	46	90	6.7	+ 0.5	1710
22	+ 0.8	4.3	2.7	2.10	+ 1.86	− 0.2	4.6	88	81	91	87	+ 1	80	94	6.2	+ 0.1	1690
23	2.6	4.4	6.1	4.34	+ 4.16	+ 2.0	7.2	93	87	70	83	− 3	80	94	6.3	+ 0.3	1660
24	6.0	7.2	9.2	7.09	+ 6.97	4.3	9.8	85	86	82	82	− 4	64	95	6.2	+ 0.2	1655
25	8.8	7.8	7.5	8.45	+ 8.38	6.8	9.4	78	89	70	78	− 8	66	94	—	—	1680
26	7.2	8.2	5.8	7.39	+ 7.37	4.8	10.0	71	72	76	70	−16	41	96	—	—	1755
27	3.8	10.1	6.4	6.62	+ 6.65	2.8	12.2	83	53	75	71	−15	52	83	6.0	+ 0.2	1655
28	3.7	10.1	3.6	5.67	+ 5.74	2.0	10.8	88	58	90	82	− 4	51	87	6.2	+ 0.5	1635
29	2.0	6.4	4.7	4.14	+ 4.25	1.5	8.2	93	83	93	92	+ 6	55	98	6.2	+ 0.6	1630
30	3.6	6.3	5.9	4.95	+ 5.10	3.0	6.6	100	94	96	97	+11	81	100	6.0	+ 0.4	1660
31	+ 4.5	+ 4.5	+ 3.8	+ 4.16	+ 4.34	+ 2.5	+ 6.2	100	97	99	**99**	**+13**	88	100	6.0	+ 0.4	1635
Mois	+ 5.23	+ 8.06	+ 5.84	+ 6.26	+ 5.46	+ 3.40	+ 9.38	81	72	81	80	− 6			6.83	+ 0.22	1687

MOYENNES DE GENÈVE — DÉCEMBRE 1915

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. – Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	23.52	23.43	23.73	24.71	23.94	23.77	23.92	24.18	23.90
2e »	25.55	25.11	24.94	25.38	24.80	24.99	25.98	26.06	25.35
3e »	24.95	24.92	24.89	25.20	24.44	24.62	25.45	25.51	25.00
Mois	24.68	24.50	24.53	25.10	24.39	24.47	25.13	25.26	24.76

Température.

	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc	+10.16	+11.45	+10.85	+11.58	+13.88	+13.10	+11.72	+11.26	+11.75
2e »	1.49	1.65	1.27	2.96	3.86	3.09	1.70	0.67	2.08
3e »	4.37	3.83	3.72	4.88	6.59	6.43	5.65	5.05	5.07
Mois	+ 5.31	+ 5.58	+ 5.23	+ 6.42	+ 8.06	+ 7.50	+ 6.34	+ 5.64	+ 6.26

Fraction de saturation en %.

1re décade	81	74	76	76	67	69	78	80	75
2e »	88	86	86	74	71	74	80	84	81
3e »	83	87	88	85	78	79	82	83	83
Mois	84	83	84	79	72	74	80	82	80

Dans ce mois l'air a été calme 59 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{72}{93} = 0.77$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique	24.73
Nébulosité	7.2
Température $\frac{7+1+9}{3}$	+ 6°.38
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$	+ 6°.24
Fraction de saturation	79 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875)	27.96
Nébulosité.. (1847-1875)	8.3
Hauteur de pluie.. (1826-1875)	51.0
Nombre de jours de pluie. (id.)	9
Température moyenne... (id.)	+ 0°.80
Fraction de saturat. (1849-1875)	86 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	99.8	84.9	84.0	79.6	91.0	93.7	63.0

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	60.5	64.4	63.2	60.9	62.5	78.4

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE DÉCEMBRE 1915

Les 1, 2, 3, 4, 6, 8, 11, 12, 13, 16, 17, 18, 20, 21, 22, 23, 24, 25 et 26, neige.
1, 6, 11, 18, 20, 22 et 30, brouillard.
6, 15, 16, 17 et 18, vent très fort.
13, 20, 21, 22 et 26, très forte bise.
Le 10, pluie.

GRAND SAINT-BERNARD — DÉCEMBRE 1915

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	60.7	60.9	60.7	60.8	− 1.1	60.3	61.1	SW. 3	SW. 1	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	5.3	9
2	62.4	63.4	64.9	63.6	+ 1.7	61.1	64.9	SW. 0	SW. 1	SW. 0	calme	10	10	10	10	11.2	20
3	64.4	64.3	65.2	64.6	+ 2.7	64.1	65.3	NE. 0	NE 0	NE. 0	calme	10	10	10	10	12.7	12
4	64.2	64.4	64.5	64.4	+ 2.5	64.2	65.2	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	10	1	7	2.9	2
5	63.7	64.2	63.8	63.9	+ 2.0	63.6	64.3	SW. 1	SW. 0	SW. 1	SW. 1	10	2	10	7	....	...
6	61.6	60.7	61.6	61.3	− 0.5	60.5	63.6	SW. 5	SW. 5	SW. 2	SW. 4	10	10	10	10	8.8	10
7	63.0	63.5	64.4	63.6	+ 1.8	62.1	64.4	NE. 1	SW. 1	SW. 0	var.	8	4	0	4	3.0	10
8	63.3	63.3	63.9	63.5	+ 1.7	62.8	64.1	SW. 1	SW. 0	NE 1	var.	9	10	0	6	1.1	....
9	64.3	65.3	65.7	65.1	+ 3.3	64.0	65.8	NE. 1	SW. 0	SW. 0	calme	7	7	10	8	....	....
10	65.3	66.2	66.7	66.1	+ 4.3	65.3	66.9	NE. 1	NE. 0	NE 0	calme	10	10	10	10	5.0	....
11	65.7	64.1	63.8	64.5	+ 2.8	63.3	66.9	SW. 2	SW. 1	NE. 2	SW 1	8	10	8	9	5.0	6
12	60.6	58.6	56.8	58.7	− 3.0	56.3	63.3	SW. 2	SW. 0	SW. 0	calme	3	10	10	8	14.1	17
13	55.5	57.4	60.9	57.9	− 3.8	55.3	61.2	NE. 4	NE. 3	NE 3	NE. 3	10	10	1	7	....	....
14	63.0	64.4	65.2	64.2	+ 2.5	61.2	65.2	NE. 1	NE. 0	SW. 2	var.	0	0	0	0	....	...
15	62.8	61.7	61.0	61.8	+ 0.1	60.4	64.7	SW. 3	SW. 3	SW 4	SW. 3	1	0	0	0	...	....
16	59.1	58.7	59.0	58.9	− 2.7	58.5	60.4	SW. 3	SW. 3	SW. 4	SW. 3	4	10	10	8	8.1	9
17	59.3	59.5	59.7	59.5	− 2.1	59.2	60.0	SW. 4	SW. 0	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	17.6	17
18	60.0	60.7	62.4	61.0	− 0.6	59.8	62.5	SW. 4	SW. 1	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	1.2	2
19	61.9	61.3	60.2	61.1	− 0.5	59.6	62.2	SW. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	4	2	5	....	...
20	57.3	57.1	58.0	57.5	− 4.1	57.0	59.6	NE. 1	NE. 2	NE. 4	NE 2	1	10	10	7	4.5	4
21	58.7	59.5	59.8	59.3	− 2.3	58.5	59.8	NE. 3	NE. 2	NE. 2	NE. 2	9	3	8	7	3.3	5
22	59.0	59.8	60.6	59.8	− 1.7	59.0	60.8	NE. 4	NE. 2	NE. 3	NE. 3	10	10	10	10	3.7	4
23	58.9	56.7	57.5	57.7	− 3.8	56.4	60.7	NE. 1	SW. 2	SW. 0	var.	2	10	3	5	10.0	19
24	56.8	55.8	56.2	56.6	− 4.9	56.0	57.1	SW. 1	SW. 0	SW. 2	SW. 1	10	10	10	10	21.3	32
25	55.6	54.0	54.5	**54.7**	− **6.8**	**52.8**	55.8	SW. 0	SW. 2	SW. 1	SW. 1	10	10	3	8	**32.0**	**44**
26	58.8	61.2	65.0	61.7	+ 0.2	55.4	65.8	NE. 4	NE. 1	NE 1	NE. 2	10	10	0	7	22.3	33
27	67.3	67.8	68.1	**67.7**	+ **6.2**	65.8	**68.3**	NE. 1	NE. 0	SW. 0	calme	3	5	1	3	....	....
28	67.6	66.1	65.6	66.4	+ 5.0	65.0	67.8	SW. 1	SW. 0	SW. 1	SW. 1	2	1	0	1	....	....
29	63.0	62.2	63.1	62.9	+ 1.5	62.1	65.0	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	6	7	0	4	....	....
30	62.1	62.7	64.8	63.2	+ 1.8	62.1	65.2	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	10	7	0	6	....	....
31	65.6	66.0	67.0	66.2	+ 4.8	65.2	67.2	SW. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	2	2	6	3	....	....
Mois	61.66	61.69	62.29	61.88	− 0.44							7.3	7.5	5.6	6.8	193.1	255

GRAND SAINT-BERNARD — DÉCEMBRE 1915

Jour du mois	Température 7 heures	Température 1 heure	Température 9 heures	Température Moyenne 3 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Minimum	Température Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 3 Obs.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 4.5	− 1.7	− 3.4	− 3.2	+ 3.5	− 5.1	− 1.0	96	98	96	97	76	98
2	− 5.1	− 1.7	− 1.7	− 2.8	+ 4.0	− 5.4	− 0.4	93	83	98	91	63	98
3	− 0.7	+ 3.4	− 0.2	+ 0.8	+ 7.7	− 0.8	+ 3.6	85	76	96	86	67	98
4	− 0.7	2.6	− 0.4	0.5	+ 7.5	− 0.9	3.3	96	79	79	85	76	97
5	+ 0.5	+ 2.0	− 0.2	+ 0.8	+ 7.8	− 2.1	+ 2.7	90	84	87	87	71	96
6	− 3.2	− 2.9	− 2.8	− 3.0	+ 4.1	− 3.4	− 2.4	99	100	100	100	96	100
7	− 3.2	− 2.0	− 3.0	− 2.7	+ 4.5	− 3.8	− 1.8	99	89	95	94	85	100
8	− 1.9	+ 0.4	− 2.6	− 1.4	+ 5.9	− 2.9	+ 1.1	96	96	94	95	91	98
9	− 1.8	0.5	− 0.2	− 0.5	+ 6.9	− 3.6	1.2	95	91	95	94	74	97
10	+ 0.3	2.6	+ 1.4	+ **1.4**	+ **8.8**	+ 0.1	3.2	90	87	96	91	86	98
11	+ 1.9	+ 0.8	− 3.2	− 0.2	+ 7.3	− 3.4	+ **4.0**	90	95	86	90	42	96
12	− 3.7	− 4.2	− 7.7	− 5.2	+ 2.4	− 9.1	− 1.2	67	87	90	81	45	93
13	− 12.8	− 13.7	− 15.3	− 13.9	− 6.3	− 17.8	− 9.1	89	83	96	89	73	98
14	− 17.4	− 11.8	− 13.7	− **14.3**	− **6.6**	− **18.6**	− 10.6	60	51	61	57	46	93
15	− 11.2	− 9.0	− 5.2	− 8.5	− 0.7	− 14.2	− 4.0	42	44	41	**42**	23	60
16	− 6.0	− 5.9	− 7.4	− 6.4	+ 1.4	− 7.8	− 5.7	90	85	97	91	47	98
17	− 8.2	− 6.5	− 6.4	− 7.0	+ 0.9	− 8.6	− 6.1	96	96	96	96	93	97
18	− 7.2	− 6.5	− 6.6	− 6.8	+ 1.2	− 7.7	− 6.2	95	96	96	96	95	97
19	− 6.7	− 5.6	− 7.5	− 6.6	+ 1.4	− 8.3	− 5.3	95	95	90	93	88	96
20	− 10.2	− 11.0	− 13.0	− 11.4	− 3.3	− 13.5	− 8.3	89	90	90	90	87	93
21	− 14.3	− 10.7	− 12.2	− 12.4	− 4.3	− 14.6	− 10.0	90	90	91	90	87	92
22	− 8.5	− 5.2	− 7.2	− 7.0	+ 1.2	− 10.0	− 5.0	93	94	96	94	92	97
23	− 7.7	− 6.7	− 8.5	− 7.6	+ 0.6	− 9.0	− 6.4	95	93	88	92	86	97
24	− 4.2	− 2.0	− 2.7	− 3.0	+ 5.3	− 9.0	− 1.2	95	95	96	95	86	98
25	− 6.6	− 6.4	− 7.6	− 6.9	+ 1.4	− 7.8	− 3.5	95	95	93	94	91	97
26	− 7.0	− 6.2	− 8.9	− 7.4	+ 1.0	− 9.4	− 6.0	93	92	71	85	66	96
27	− 2.2	+ 0.1	− 1.5	− 1.2	+ 7.2	− 4.0	+ 1.1	80	67	70	72	61	84
28	− 2.0	+ 0.3	+ 0.1	− 0.5	+ 8.0	− 2.2	1.8	62	50	31	48	**18**	68
29	− 3.2	− 1.4	− 8.7	− 4.4	+ 4.1	− 9.0	+ 0.2	37	47	97	60	21	98
30	− 9.0	− 5.9	− 6.5	− 7.1	+ 1.4	− 9.2	− 5.2	97	97	91	95	83	98
31	− 8.0	− 6.2	− 3.3	− 5.8	+ 2.8	− 8.5	− 3.0	91	91	57	80	48	94
Mois	− 5.63	− 3.89	− 5.36	− 4.96	+ 2.63	− 7.41	− 2.59	86	84	86	85		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — DÉCENBRE 1915

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	63.29	63.62	64.14	63.68	94	88	94	92
2e »	60.52	60.35	60.70	60 52	81	82	84	83
3e »	61.22	61.16	62.05	61.48	84	83	80	82
Mois	61.66	61.69	62.29	61.88	86	84	86	85

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 2.03	+ 0.32	— 1.31	— 1.01	— 1.08
2e »	— 8.15	— 7.34	— 8.60	— 8.03	— 8.17
3e »	— 6.61	— 4.57	— 6.09	— 5.76	— 5.84
Mois	— 5.63	— 3.89	— 5.36	— 4 96	— 5.06

Dans ce mois l'air a été calme 290 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{52}{76} = 0.68$.

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	116.6	60.1	86.0	193.1
Neige en centimètres....	7	5	29	255

NOTE SUR LA THÉORIE ANALYTIQUE

DES

CORPS SOLIDES COTÉS

PAR

C. CAILLER

(Suite et fin [1])

Les Stéréocouronnes des deux espèces

§ 25. Nous avons vu comment, en faisant tourner, d'un angle quelconque, un corps autour d'un axe fixe, on engendre la *couronne,* et comment, en faisant tourner ce même solide autour des droites d'un faisceau plan, on engendre le *couronoïde,* c'est-à-dire un système linéaire tel qu'entre quatre des corps qu'il contient règne l'équation homogène (58). Si on prétend construire un ensemble de quatre corps, concourants deux à deux, qui soient linéairement indépendants, il faut, c'est le seul moyen, soumettre un de ces corps à trois rotations arbitraires autour d'axes qui se rencontrent deux à deux sans former un faisceau plan. Or trois axes de cette espèce ne peuvent présenter que deux dispositions : tantôt ces axes se rencontrent en un seul point, sans être dans un plan, tantôt ils appartiennent à un même plan, sans être concourants.

Dans le premier cas les quatre corps ont un point commun ; il n'en ont pas dans le second. Ce dernier cas présente une disposition plus compliquée : trois corps du système ont bien un point commun, mais celui-ci varie suivant le corps exclu, et peut d'ailleurs se trouver transporté à l'infini.

[1]) Voir *Archives,* t. XL, p. 361 et 457 ; t. XLI, p. 5.

Généralisons la dite construction afin d'engendrer des trisèries de corps, deux à deux concourants, de telle manière que quatre corps empruntés à une semblable trisérie soient, en général, linéairement indépendants. Suivant qu'on prend pour base de la construction une gerbe, ou un ensemble de droites coplanaires, on est conduit à deux types différents de *stéréocouronnes*.

1° Faisons pirouetter un corps autour d'un centre, les positions de ce corps forment la *stéréocouronne à centre*. Le centre peut aussi s'éloigner à l'infini, alors les axes de rotation forment l'ensemble des parallèles à une direction donnée, c'est autour de ces droites que le corps devra tourner pour engendrer la stéréocouronne.

2° Si on fait tourner, d'un angle quelconque, un corps A autour de toutes les droites d'un plan, les positions du corps mobile définissent encore une trisérie qui est la *stéréocouronne à plan*.

Comme le corps A peut être choisi à volonté dans la stéréocouronne même, ce procédé général de construction redonne, quand on change le dit corps, ∞^3 fois la dite stérécouronne. D'ailleurs par trois corps concourants quelconques passent deux stéréocouronnes, l'une à centre, l'autre à plan : si A, B, C sont ces corps, le centre de la première est leur point commun, le plan des axes de rotation menant A sur B et A sur C est le plan de la seconde stéréocouronne, quand on l'engendre par le moyen du solide A.

Si, se limitant à ce dernier cas, on considère 4 corps A, B, C, D de la stéréocouronne à plan, on constate facilement que les axes des 6 rotations de l'un de ces corps vers un autre quelconque forment un tétraèdre.

Je dis maintenant qu'entre 5 corps appartenant à une stéréocouronne, de l'un ou l'autre type, existe toujours une relation linéaire, comme

$$aA + bB + cC + dD + eE = 0 . \qquad (65)$$

En effet, si on désigne par L, M, N, P les axes des rotations

menant A successivement sur les 4 autres corps, on a 4 formules analogues à la suivante

$$B\bar{A} = \cos u + L \sin u \; ; \tag{66}$$

or L, M, N, P sont des droites deux à deux concourantes, c'est-à-dire qui vérifient une équation linéaire homogène, telle que

$$lL + mM + nN + pP = 0 \; . \tag{67}$$

L'élimination des 4 lettres L, M, N, P entre les 5 formules (66) et (67) donne le résultat ; il est conforme à (65).

En outre, et par un raisonnement employé deux fois déjà, la réciproque est vraie : *si 4 corps linéairement indépendants B, C, D, E se rencontrent deux à deux, la formule générale, aux coefficients arbitraires,*

$$A = bB + cC + dD + eE \tag{68}$$

représente une stéréocouronne qui peut être de l'une ou l'autre espèce.

Passons à l'examen sommaire des propriétés des stéréocouronnes.

§ 26. 1° *Deux stéréocouronnes qui ont 4 corps communs coïncident lorsque ces corps sont linéairement indépendants.* Ceci est identique à la réciproque indiquée tout à l'heure.

2° *Si une stéréocouronne passe par trois ou par deux corps, elle contient le couronoïde, ou la couronne, unissant les trois ou les deux corps.* Evident, puisque les formules $bB + cC$, $bB + cC + dD$ sont contenues dans (68).

3° *Dans une stéréocouronne à plan, les corps qui possèdent un point commun forment un couronoïde.* Car, d'un côté, le couronoïde formé avec trois de ces corps appartient à la stéréocouronne ; en second lieu tous les corps de ce couronoïde possèdent le même point commun ; et enfin la stéréocouronne ne pourrait contenir un corps étranger au couronoïde et possédant le même centre, à moins d'être elle-même à centre, ce qui est contraire à l'hypothèse.

A cette occasion il faut remarquer que les centres des couronoïdes compris dans une stéréocouronne de seconde espèce occupent toutes les positions possibles de l'espace. Pour le montrer employons le raisonnement synthétique, plus commode ici, que les considérations analytiques.

Soient A le corps générateur. P le plan autour des droites duquel A est appelé à tourner. Désignons par O le point qui doit jouer le rôle de centre d'un couronoïde compris dans la stéréocouronne donnée. Par le point O menons trois plans qui recoupent P suivant les droites L, L', L''; prenons les symétriques de ces plans par rapport au plan fixe P, et désignons par O′ le point du corps A où ces symétriques viennent se rencontrer. Il est clair que trois rotations autour des droites L, L', L'' et d'angles convenables, amèneront en O le point O′ du corps A; les trois positions finales B, C, D appartiennent à la stéréocouronne, tout en ayant un centre commun fixé à volonté.

4° Etant donnée une stéréocouronne $aA + bB + cC + dD$, de l'une ou l'autre espèce, cette stéréocouronne contient toujours ∞^2 corps qui rencontrent un corps P arbitraire, et ces corps forment un couronoïde. De même, il existe dans la stéréocouronne ∞^1 corps, formant une couronne, concourants avec deux corps P et Q; et enfin il y a un corps unique de la stéréocouronne rencontrant trois corps P, Q, R choisis à volonté.

Cette propriété résulte immédiatement du fait que la condition de rencontre contient linéairement les coordonnées a, b, c, d d'un corps de la stéréocouronne; elle s'écrit en effet sous la forme

$$(aA + bB + cC + dD, P)'' \\ = a(AP)'' + b(BP)'' + c(CP)'' + d(DP)'' = 0 .$$

Il est clair aussi que si P, Q, R rencontrent un corps de la stéréocouronne, ce même corps rencontrera aussi tous ceux de la monosérie linéaire engendrée par P, Q, R : que si P, Q, R sont concourants deux à deux et engendrent un couronoïde, tous les corps du couronoïde et de la stéréocouronne seront, deux à deux, concourants. Et ainsi de suite.

5° Les stéréocouronnes des deux espèces ont, en Géométrie

réglée, leurs analogues dans les systèmes de droites deux à deux concourantes, systèmes qui présentent soit le type de la gerbe, soit celui de droites recouvrant un plan fixe. Il est évident que deux de ces systèmes de droites possèdent, en général, un rayon commun, ou aucun, selon qu'ils sont de même espèce ou d'espèce différente.

Dans la Géométrie des corps nous rencontrons une propriété précisément inverse : *deux stéréocouronnes de même espèce n'ont pas, en général, de corps commun, tandis que deux stéréocouronnes d'espèce contraire ont, en général, un seul corps commun.*

Soit une stéréocouronne, obtenue en faisant tourner un corps A autour du centre O, et une autre stéréocouronne engendrée par un corps B tournant autour des droites d'un certain plan P. Nommons O' le point qui, dans B, occupe la position homologue de O dans A ; joignons OO', et par le milieu de cette droite menons un plan perpendiculaire à OO', lequel vienne rencontrer le plan fixe P suivant la droite L. Il est clair qu'il existe une rotation autour de L, telle qu'en exécutant cette rotation, le point O' du corps B vienne se placer sur son homologue O ; la position de B, après la rotation, appartient à la fois aux deux stéréocouronnes. C'est d'ailleurs le seul corps commun, comme il est évident.

Le cas où la droite OO' serait à angle droit sur le plan P ne constitue pas une exception à la propriété précédente ; la droite L est transportée à l'infini, la rotation dont elle est l'axe se change simplement en une translation perpendiculaire au plan P.

La seule exception véritable se présente lorsque OO' est non seulement perpendiculaire sur P, mais que le milieu de cette droite est contenu dans le plan. Dans ce cas, il existe ∞^2 rotations menant O' sur son homologue, et par suite, les deux stéréocouronnes ont pour intersection un certain couronoïde de centre O.

Soient, en second lieu, deux stéréocouronnes de la première espèce, engendrées l'une par la rotation du corps A autour du centre O, l'autre par la rotation du corps B autour du centre O'.

Marquons dans le second corps l'homologue Ω du point O: pour que les deux stéréocouronnes présentent un corps commun, il faut évidemment que les distances OO' et $\overline{O'\Omega}$ soient égales. Cette condition n'est pas toujours réalisée, donc *les deux stéréocouronnes n'ont pas en général de corps commun;* si elle a lieu, non seulement il existe un corps commun, mais encore toute une couronne, obtenue en faisant tourner ce corps autour de l'axe $\overline{OO'}$.

Prenons en dernier lieu deux stéréocouronnes à plans fixes: le résultat est conforme au précédent. Pour le montrer, partons d'un lemme préliminaire.

Une stéréocouronne à plan étant définie par un corps A et un plan P, je dis qu'en choisissant convenablement le corps A dans la stéréocouronne, on peut donner à P une position quelconque dans l'espace.

En effet, on sait que la stéréocouronne contient une infinité de couronoïdes, et que parmi ceux-ci, il en est dont le centre est placé à volonté dans l'espace. D'autre part, le centre étant donné, il est possible de choisir le corps générateur du couronoïde de manière que le plan correspondant soit l'un quelconque des plans passant par ce centre [1]. Il suffit ensuite de faire tourner ce corps générateur autour de toutes les droites du plan pour décrire la stéréocouronne: or, d'après sa construction, le dit plan occupe une position entièrement arbitraire.

Soient donc deux stéréocouronnes de même plan P, engendrées la première par le corps A, la seconde par le corps B. S'il existe un corps C commun aux deux stéréocouronnes, les rotations (AC) et (CB) s'exécutent autour de deux axes appartenant au plan P, les corps A et B ont un point commun, celui qui est à la rencontre des deux axes. Ici encore apparaît une condition de possibilité: *les deux stéréocouronnes ne peuvent avoir de corps commun, à moins que les corps générateurs ne soient concourants.*

Si cette condition nécessaire est satisfaite, il existe non seulement un corps commun, mais même une couronne de semblables corps; cette couronne s'obtient en décomposant la rotation

[1]) Cela résulte de la 4me propriété du couronoïde vue ci-dessus.

(AB) en deux rotations (AC), (CB) dont les axes respectifs appartiennent au plan P (¹).

6° Le plan de toute stéréocouronne peut être pris arbitrairement. Il y a donc autant de stéréocouronnes à plan qu'on peut mettre de corps générateurs en présence d'un plan fixe, c'est-à-dire ∞^6 : quand on déplacera le plan, la même stéréocouronne sera reproduite à ∞^3 exemplaires.

De même pour les stéréocouronnes à centre. Comme le centre peut être déplacé à volonté dans le corps et dans l'espace, ces stéréocouronnes sont au nombre de ∞^6 et chacune n'est engendrée qu'une seule fois.

IX. Composition et Réduction des Systèmes de Corps massifs

§ 27. Les pages précédentes ont mis en pleine clarté les analogies essentielles que présentent les deux Géométries des corps et des droites, cotés ou non cotés. En réalité, et à la lumière de ces analogies, la Géométrie réglée est apparue sous l'aspect d'un simple cas particulier, d'un chapitre détaché de la Géométrie des corps.

Or, la Géométrie réglée ne connaît pas seulement, comme élément d'espace, la droite indéfinie que nous avons considérée exclusivement jusqu'ici, elle a encore affaire au *vecteur*, c'est-à dire, dans le sens le plus particulier du terme, à un segment limité, porté sur une certaine ligne d'action et doué d'une certaine *grandeur* ou *intensité*. On connaît le rôle capital de cette notion : la Cinématique et la Statique théoriques ne sont que l'histoire des systèmes de vecteurs, la théorie de leur réduction à des systèmes plus simples, par le moyen de la règle de la composition. Au terme de cette réduction se trouve la droite cotée, combinaison d'un certain vecteur avec un certain couple : la droite cotée intervient ici simplement à titre de forme canonique d'un système de vecteurs.

¹) Je me dispense d'indiquer ici la solution très facile de ce problème.

Il y a lieu de se demander si les analogies si frappantes et si remarquables qui apparentent la Géométrie des corps et la Géométrie réglée s'étendent encore de manière à embrasser les faits que je viens de rappeler. Peut-on, autrement dit, généraliser la notion du corps solide, et définir une opération corrélative de la composition, de manière à imiter avec les systèmes de corps les théories classiques dont il vient d'être question ? Qu'il en soit bien ainsi, c'est ce que l'ensemble des résultats antérieurs rend très vraisemblable. Je vais, en terminant ce long article, essayer de justifier l'exactitude de cette présomption.

Rappelons d'abord que, de même qu'une droite indéfinie possède deux sens et donne lieu à deux bivecteurs opposés $\pm L$, de même, un corps peut être affecté d'un sens suivant le signe du quaternion $\pm A$ qui sert à le représenter : une rotation d'une demi-circonférence change une droite en sa contraire, tandis qu'il faut un tour complet pour renverser le sens d'un corps.

Cela posé, donnons au corps A une *intensité*, ou une *masse* a. Cette masse a, qu'il faut bien se garder de confondre avec la cote, est comme cette dernière un coefficient *réel*, entrant comme facteur commun dans les coordonnées $\begin{vmatrix} aA_k' \\ aA_k'' \end{vmatrix}$, de manière qu'en faisant $B_k' = aA_k'$, $B_k'' = aA''_k$ on a toujours

$$(BB)'' = a^2(AA)'' = 0 \ .$$

En revanche, au lieu que $(BB)' = 1$, nous aurons désormais, pour un corps de masse a,

$$(BB)' = a^2(AA)' = a^2 \ .$$

Il est clair que l'identité $aA = (-a)(-A)$ permet, en changeant le sens d'un corps, si besoin est, de ne considérer jamais que des masses *positives*; en outre, par une convention expresse, un corps de masse nulle doit être regardé comme inexistant, il peut être introduit ou supprimé en tout état de cause [1].

[1]) Dans ce qui suit, je désignerai par (A,a) un corps ordinaire doué de la masse a : on a donc avec cette notation $(AA)' = 1$.

Règle de composition des Corps concourants

§ 28. Prenons deux corps de masses b et c, à savoir (B,b) et (C,c), que nous supposons concourants, ou vérifiant la condition $(BC)'' = 0$.

Par définition, la *somme géométrique* ou la *résultante* de ces corps est le corps massif

$$A = bB + cC \; ; \tag{69}$$

il est clair, d'après cela, que dans la composition le *sens* des composants intervient pour une part : en revanche, la résultante est complètement indépendante du système d'axes coordonnés, elle est déterminée exclusivement par les corps composants.

La résultante est un corps appartenant à la couronne qui joint les composants B et C; la masse de cette résultante se déduit de la relation

$$a^2 = (AA)' = b^2 + c^2 + 2bc(BC)' \, ,$$

et vaut ainsi

$$a = \sqrt{b^2 + c^2 + 2bc \cos(BC)} \, , \tag{70}$$

formule où (BC) désigne l'intervalle qui, dans la couronne, sépare le corps B du corps C.

Pour formuler de la manière la plus claire l'idée de la composition telle qu'elle résulte des formules (69) et (70), le mieux sera de changer le système de repères de manière que B, C, et par suite A, soient des vecteurs; on a alors immédiatement l'énoncé suivant :

Sur un plan P *sont tracés deux vecteurs massifs et leur résultante, tous trois rapportés à un certain axe polaire appartenant au même plan; si on fait tourner celui-ci sur lui-même, autour de l'origine commune, trois fois de suite, et que les angles des trois rotations soient égaux au double des angles polaires correspondant aux trois vecteurs, si en outre les masses des positions finales du plan sont égales aux masses respectives de ces vecteurs, la troisième de ces positions est la résultante des deux autres* [1].

[1]) Bien entendu, les vecteurs composants pourraient être parallèles au lieu de se rencontrer : rien de plus simple que de trouver les modifications de l'énoncé relatives à ce cas.

La composition des corps peut être répétée; par exemple, si un corps (D, d) en rencontre deux autres (B, b), (C, c) également concourants, ce même corps rencontre aussi la résultante des deux premiers, soit $bB + cC$; il y a donc une résultante finale, qui est

$$A = (bB + cC) + dD = bB + cC + dD \; ;$$

autrement dit, la composition possède les propriétés associative et commutative.

En un mot, si plusieurs corps se rencontrent deux à deux, on peut obtenir d'un seul coup la résultante, laquelle est indépendante de l'ordre de la composition, comme suit :

$$A = bB + cC + dD + \ldots .$$

De même, pour prendre un cas général de décomposition : *si 4 corps, linéairement indépendants B, C, D, E se rencontrent deux à deux, un cinquième corps massif qui rencontrerait tous les autres, ou ferait partie de leur stéréocouronne, peut, d'une seule manière, être décomposé suivant la formule*

$$bB + cC + dD + eE \; ;$$

et si trois corps forment la base d'un couronoïde, tout corps massif appartenant au couronoïde admet la représentation

$$bB + cC + dD \, ,$$

laquelle est unique.

Systèmes de Corps. Equivalence et réduction.

§ 29. Il nous faut maintenant, pour transporter dans le nouveau domaine, les idées classiques de la Statique, considérer un, ou plusieurs systèmes, comprenant chacun divers corps (A, a), (B, b), ... distribués dans l'espace d'une manière quelconque. Seront déclarés *équivalents* deux systèmes semblables, lorsqu'on peut passer de l'un à l'autre par l'adjonction ou la suppression de corps de masse nulle, ainsi que par le moyen de la composition ou de la décomposition de corps concourants. Les deux procédés de transformation précédents sont dits *les opérations élémentaires.*

Il est clair qu'exécutées sur un système (A, a), (B, b), ces opérations élémentaires ne modifient pas la somme

$$\alpha = aA + bB + cC + \ldots ,$$

laquelle, en conséquence, sera la même pour deux systèmes équivalents.

Le quaternion α, auquel le système se trouve ainsi réduit, est identique à un corps à la fois massif et coté : en nommant m la masse, et ω la cote, nous avons

$$m^2 = (\alpha\alpha)' = a^2 + b^2 + c^2 + \ldots + 2ab(AB)' + \ldots .$$
$$2m\omega = (\alpha\alpha)'' = 2ab(AB)'' + 2ac(AC)'' + \ldots .$$

Ceci suffit pour montrer qu'un système ne peut pas, sauf exceptions, être réduit à un corps massif unique par les opérations élémentaires ; pour la possibilité d'une pareille transformation, il faut qu'on ait $(\alpha\alpha)'' = 0$.

Nous avons démontré toute à l'heure que deux systèmes de corps massifs, équivalents entre eux, possèdent le même quaternion réduit α. Pour achever la théorie suivant le modèle connu, il faudrait encore prouver la réciproque, à savoir : *si deux systèmes S et S' possèdent le même quaternion α, ils sont réductibles l'un à l'autre par les opérations élémentaires.*

Qu'il en est bien ainsi, c'est ce qui nous reste à voir.

Pour cela je prends d'abord un système $\alpha = aA + bB + \ldots$ et je considère un corps Ω relativement auquel α possède un moment nul. L'équation de condition, qui exprime cette involution,

$$(\alpha\Omega)'' = a(A\Omega)'' + b(B\Omega)'' + \ldots = 0 , \qquad (71)$$

peut évidement toujours être satisfaite ; de plus, remarque essentielle, si deux systèmes présentent la même somme α, on peut pour l'un et l'autre employer le même corps Ω.

Faisons pirouetter le corps Ω autour de trois points formant un triangle, engendrant de la sorte trois stéréocouronnes S_1, S_2, S_3 ; prenons encore une quatrième stéréocouronne S_4, également de la première espèce, mais à laquelle n'appartienne pas le corps Ω.

Soit (A, a) un corps appartenant à σ; avec ce corps et trois autres, qui rencontrent le premier et qui se rencontrent mutuellement, formons une stéréocouronne à plan Σ; il est clair que cela est possible d'une infinité de manières. Cette stéréocouronne Σ possède avec chacune des stérécouronnes S_1, S_2, S_3, S_4, qui sont du premier genre, un corps commun. Nommons S_1, S_2, S_3, S_4 les 4 corps communs; s'ils sont indépendants, c'est-à-dire, s'ils ne font pas partie d'un même couronoïde[1], ils peuvent être pris pour base de la stéréocouronne Σ.

Dès lors il est clair que, par la décomposition géométrique, le corps (A, a) peut être remplacé par les 4 corps massifs S, la formule algébrique correspondant à cette décomposition étant

$$aA = l_1 S_1 + l_2 S_2 + l_3 S_3 + l_4 S_4 .$$

En agissant semblablement avec chacun des corps (B, b), (C, c), ... qui composent σ, on aura une série de formules analogues

$$bB = l_1' S_1' + l_2' S_2' + l_3' S_3' + l_4' S_4' \quad \ldots ,$$

lesquelles donnent, par addition

$$\left.\begin{aligned} \alpha = aA + bB + \ldots = {} & (l_1 S_1 + l_1' S_1' + \ldots) , \\ & + (l_2 S_2 + l_2' S_2' + \ldots) , \\ & + (l_3 S_3 + l_3' S_3' + \ldots) , \\ & + (l_4 S_4 + l_4' S_4' + \ldots) . \end{aligned}\right\} \quad (72)$$

Bien entendu, cette formule n'a pas simplement une signification algébrique; géométriquement, elle indique que le système σ peut être ramené, par la composition, à un ensemble de corps qui appartiennent tous à l'une des stéréocouronnes S_1, S_2, S_3, S_4. Et comme les corps d'une même stéréocouronne sont concourants, chacune des parenthèses de la formule (72) peut être réduite à un seule terme, de sorte qu'on a, aussi bien algébriquement que géométriquement,

$$\alpha = aA + bB + \ldots = l_1 S_1 + l_2 S_2 + l_3 S_3 + l_4 S_4 . \qquad (73)$$

Faisant un pas de plus, nous allons voir que le dernier terme de (73) peut être supprimé; il nous faut, dans ce but, invoquer

[1]) Voir plus loin la remarque du § 31.

la construction particulière des stéréocouronnes S_k que nous n'avons pas encore utilisée, ainsi que la propriété (71) imposée au corps Ω. De cet ensemble de conditions résulte d'abord

$$(\alpha\Omega)'' = 0 , \qquad (S_1\Omega)'' = (S_2\Omega)'' = (S_3\Omega)'' = 0 ;$$

de là, et de l'équation (73), on tire $l_4 (S_4 \Omega)'' = 0$. Si donc le dernier terme de (73) n'était pas nul, le corps S_4 serait concourant avec Ω ; poursuivons les conséquences de cette hypothèse qui est la plus compliquée.

Avec S_4 construisons une stéréocouronne à plan Σ' ; elle possède en commun avec S_1, S_2, S_3 les corps S_1', S_2', S_3'. Désignons par S_4' un quatrième corps appartenant à Σ', lequel associé avec les trois précédents forme une base de la stéréocouronne Σ', si du moins ces 4 corps sont indépendants les uns des autres[1]. Il est clair, qu'ayant déjà $(S_1'\Omega)'' = (S_2'\Omega)'' = (S_3'\Omega)'' = 0$, nous ne pouvons avoir $(S_4'\Omega)'' = 0$, sans quoi Ω rencontrerait tous les corps de Σ', et la stéréocouronne Σ' serait de première, et non de seconde espèce, contrairement à l'hypothèse.

Décomposons enfin le corps S_4, qui appartient à Σ', suivant les bases S_k' de cette stéréocouronne, et recomposons les corps S_1', S_2', S_3', respectivement avec les corps S_1, S_2, S_3 qui sont deux à deux concourants ; il est clair que le résultat final de cette double opération nous donnera

$$S_4 = l_1''S_1'' + l_2''S_2'' + l_3''S_3'' + l_4'S_4' ,$$

équation analogue à (73) en ce que S_1'', S_2'', S_3'' appartiennent toujours aux stéréocouronnes S_1, S_2, S_3. Mais maintenant $(S_4'\Omega)$ étant différent de zéro, on aura, comme vu plus haut, $l_4' = 0$; par suite, *il est toujours possible de réduire par la composition géométrique le système σ à trois corps faisant respectivement partie des stéréocouronnes S_1, S_2, S_3, de telle manière qu'on ait pour la somme α relative à σ la valeur*

$$\alpha = l_1S_1 + l_2S_2 + l_3S_3 .$$

Cela étant, prenons deux systèmes σ, σ' de même somme α ; appliquons à tous deux la décomposition précédente : il résulte

[1]) Voir le § 31.

entre les éléments S_k, S_k' de la réduction relative à chacun, l'identité

$$l_1S_1 + l_2S_2 + l_3S_3 = l_1'S_1' + l_2'S_2' + l_3'S_3' \ . \tag{74}$$

Pour passer du système σ à l'autre, décomposons l_1S_1' en deux corps de la stéréocouronne S_1 dont l'un soit $l_1'S_1'$ et l'autre $l_1''S_1''$, et ainsi des autres. Alors l'égalité supposée (74), entraîne la suivante

$$l_1''S_1'' + l_2''S_2'' + l_3''S_3'' = 0 \ ; \tag{75}$$

je dis, et c'est la fin de la démonstration. que les corps S_1'', S_2'', S''_3 liés ensemble par cette relation se détruisent géométriquement par les opérations élémentaires.

La chose est évidente si dans (75) un des coefficients l'' est nul; s'ils sont tous trois différents de zéro, l'égalité $(S_3''S_3'')'' = 0$, combinée avec (75), montre que $(S_1''S_2'')'' = 0$, c'est-à-dire que les corps S_1'' et S_2'' sont concourants. Faisant ainsi partie d'une couronne, ils peuvent être composés en un seul corps, lequel, d'après (75), devant détruire $l_3''S_3''$ est égal et contraire à ce dernier. En résumé : toutes les fois que deux systèmes possèdent la même somme α, ils peuvent être réduits l'un à l'autre par la composition.

§ 30. Il est clair que la théorie précédente conduit aux mêmes conséquences que la théorie classique des systèmes de vecteurs; sans insister sur des détails évidents, je me permets de citer ici les deux propriétés suivantes :

1er Corollaire. — Tout système de corps est réductible à deux corps massifs seulement, et cette réduction est possible d'une infinité de manières.

En effet α étant donné, il suffit de poser pour trouver les deux corps cherchés (A, a) et (B, b),

$$\alpha = aA + bB \ . \tag{76}$$

Un des corps A peut être pris à volonté quant à sa position dans l'espace ; sa masse se détermine par l'équation

$$(\alpha - aA\,,\ \alpha - aA)'' = (\alpha\alpha)'' - 2a(\alpha A)'' = 0 \ ,$$

qui signifie que le système $\alpha - aA$ est réductible à un seul corps massif. On voit que, toutes les fois que le corps A n'est pas en involution avec le système donné, la masse a existe et le corps B, donnant lieu avec A à l'équation d'équivalence (76) existe aussi : les deux corps A et B sont *conjugués* par rapport à la pentasérie admettant α comme noyau.

2me *Corollaire.* — Si on opère de plusieurs manières la réduction ci-dessus, le moment des deux corps conjugués reste constant.

En effet, nous avons

$$\frac{1}{2}(\alpha\alpha)'' = \frac{1}{2}(aA + bB, aA + bB)'' = ab(AB)'' ;$$

le premier membre est donné, le dernier, qui lui est égal, représente justement le moment des deux corps conjugués ; ainsi le moment ne varie pas.

D'ailleurs, si d'une manière générale, on avait remplacé deux systèmes α et β, par des sommes de corps massifs, telles que

$$\alpha = \sum aA , \qquad \beta = \sum bB ,$$

le moment réciproque de ces deux systèmes s'exprimerait en fonction des moments mutuels des corps A et B, par la formule

$$(\alpha\beta)'' = \sum\sum ab(AB)'' .$$

§ 31. J'ai tenu à présenter, dans les paragraphes précédents, la théorie de la composition des corps et de leur réduction d'une manière directe et indépendante de toute autre ; toutefois, pour que les résultats obtenus par cette voie puissent être regardés comme définitivement acquis, il resterait à discuter les deux points que j'ai signalés en note pp. 104 et 105. La place me manque ici pour entrer dans tous les détails d'une discussion assez délicate. Je crois d'ailleurs pouvoir d'autant mieux m'en dispenser que quelques lignes suffisent pour retrouver l'ensemble de la théorie, en déduisant la composition des systèmes de corps de celle des systèmes de vecteurs ; c'est par ce dernier exemple de l'interdépendance entre les deux Géométries que je termine.

Soit un système de corps ; si le système n'en comprenait que trois, ces corps deviendraient des droites en les rapportant à l'orthogonal commun. La théorie de la composition des vecteurs, à laquelle se réduit celle des corps, nous donne la proposition fondamentale.

La composition permet toujours d'abaisser le nombre des corps de trois à deux : par suite, quel que soit le nombre des corps que comprend le système donné, ce nombre peut être réduit à deux. En outre, et toujours pour la même cause, *si les deux corps résultants présentent une droite commune, la réduction peut être poussée d'un degré, jusqu'à un seul corps résultant.*

Cette condition de la rencontre, qui est suffisante pour la réductibilité à un seul corps, est aussi nécessaire.

Soient maintenant deux corps possédant le même α. Réduisons le premier à la forme $aA + bB$, le second à la forme $cC + dD$, de sorte que

$$aA + bB = cC + dD \ .$$

Si on prend l'orthogonal commun aux corps A, B, C comme système de référence, ces corps deviennent trois vecteurs ; l'égalité précédente montre qu'il en est de même pour le quatrième D. Les deux systèmes donnés se trouvent ainsi réduits chacun à un ensemble de deux droites massives ; et en vertu de l'équation ci-dessus, ces systèmes réduits, à leur tour, se transforment l'un dans l'autre par les opérations élémentaires.

La conséquence qui se déduit de tout cela pour les systèmes primitifs, c'est que, comme nous le savons d'autre part : *si deux systèmes de corps massifs possèdent le même α ils peuvent être transformés l'un dans l'autre par la composition.*

Erratum a un article précédent

Archives, t. XL. A la page 462, lignes 9-12, il faut lire : Nous dirons donc que deux corps sont *perpendiculaires* lorsque la rotation du mouvement hélicoïdal qui amène l'un sur l'autre mesure 180 degrés, la translation étant quelconque.

LES

RAYONS CORPUSCULAIRES DU SOLEIL

QUI PÉNÈTRENT DANS L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE

SONT-ILS NÉGATIFS OU POSITIFS ?

PAR

K. BIRKELAND

(Suite [1])

Calcul de l'énergie émise par la précipitation corpusculaire pendant un fort orage magnétique

§ 6. Nous allons chercher à calculer maintenant une limite inférieure de l'énergie cinétique d'une précipitation de rayons dans la zone aurorale, causant un fort orage magnétique.

Comme nous le verrons, on peut obtenir une approximation suffisante grâce aux recherches faites en 1902-1903, et l'on arrive à ce résultat surprenant que la quantité d'énergie due à des rayons corpusculaires et se faisant sentir pendant un fort orage, est comparable et même supérieure à l'insolation totale de la chaleur ordinaire du soleil sur toute la terre pendant le même temps. Par le calcul, nous faisons l'hypothèse suivante, avec laquelle nous obtenons une limite seulement un peu inférieure pour l'énergie cinétique du courant corpusculaire. Nous trouvons d'abord la position dans l'espace et l'intensité d'un courant linéaire hypothétique, produisant les mêmes effets magnétiques que ceux observés dans la région où l'orage polaire est le plus puissant. Nous supposons alors que les corpuscules

[1]) Voir *Archives,* t. XLI, p. 22.

du courant de rayons cheminent parallèlement et à peu de distance du courant hypothétique ; il devient alors évident, si l'on se reporte aux considérations données dans l'article 36, A. P., p. 99 et 105 que nous obtenons une limite inférieure un peu moindre pour la somme d'énergie du courant corpusculaire.

Lorsque notre système corpusculaire se meut avec une vitesse ordinaire de translation, l'énergie électromagnétique, pour autant qu'elle dépend du mouvement, sera faite de composantes appartenant chacune à un électron, de telle sorte que pour de faibles vitesses elle pourra être représentée par

$$\sum \frac{1}{2} m'v^2 .$$

Grâce à leur extrême petitesse, on peut supposer dans ce cas que les électrons se trouvent assez loin les uns des autres pour que leurs champs n'empiètent pas les uns sur les autres.

Soit n le nombre de corpuscules qui traversent la section transversale dans l'unité de temps, m la masse apparente d'une particule et v la vitesse, l'énergie cinétique w sera donnée par :

$$w = \frac{1}{2} nmv^2 .$$

Si chaque particule porte une charge de e unités électrostatiques nous aurons pour une intensité i du courant :

$$i = \frac{en}{3 \times 10^9} \text{ ampères} .$$

Et ainsi :

$$w = \frac{3}{2} \times 10^9 . i . \frac{m}{e} . v^2 .$$

S'il s'agit d'unités C. G. S. w sera exprimé en ergs par seconde. Cette énergie du courant dépendra beaucoup plus de la nature des rayons que du courant lui-même. Dans le cas particulier les rayons sont très puissants et nous avons trouvé pour les rayons qui descendent dans la zone aurorale $H . \rho = 3 \times 10^6$.

Introduisons ici pour m l'expression donnée par Lorentz pour la masse longitudinale : (1)

$$m = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-\frac{3}{2}} . m_0 ,$$

1) Lorentz, Theory of Electrons, p. 212.

où m_0 désigne la masse d'un électron lent et c la vitesse de la lumière.

Il est possible qu'on ne puisse appliquer rigoureusement les formules de Lorentz pour le cas extrême que nous considérons, soit pour des rayons d'une puissance inconnue jusqu'à présent, mais j'estime que nous ne pouvons choisir autrement.

Pour des électrons se mouvant lentement nous avons :

$$\frac{e}{m_0} = 540 \times 10^{15} \ .$$

d'où :

$$w = \frac{3}{2} \times 10^9 \,.\, i \,.\, \frac{\left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}}}{540 \times 10^{15}} \,.\, v^2 \text{ erg/sec.}$$

Mais la valeur de v se rapproche tellement de celle de c (vitesse de la lumière) que nous pouvons remplacer v^2 par c^2.

J'ai déjà calculé l'expression suivante qui correspond à nos rayons hélio cathodiques :

$$\frac{v}{c}\left(1 - \frac{v}{c}\right)^2\Big)^{-\frac{1}{2}} = 1{,}82 \times 10^3 \ , \qquad \text{(A. P.), p. 596)}$$

d'où :

$$w = \frac{3}{2}\, 10^{22} \,.\, i \,.\, \text{erg/sec.}$$

En supposant pour i la valeur 10^6 ampères comme nous l'avons trouvé pour des orages magnétiques polaires très puissants, nous aurons :

$$w = \frac{3}{2} \times 10^{28} \text{ erg.sec.},$$

ou

$$w = 2 \times 10^{18} \text{ HP} \ .$$

Si la formule pour m donne dans ce cas extrême une valeur trop élevée pour la masse longitudinale d'un électron, la somme totale d'énergie dans la précipitation corpusculaire sera aussi trop élevée.

Pendant un orage magnétique très violent, il passe sur la terre une quantité d'energie colossale, mais à une altitude de 500 km. parce que la puissance des rayons est aussi forte qu'en ce moment.

On peut déduire de ce résultat qu'une grande tache solaire est susceptible d'émettre, pour des courtes périodes, une énergie sous forme de rayons corpusculaires qui sera plus grande que celle du rayonnement du soleil en lumière et chaleur pendant le même temps. Et nous pouvons conclure de l'intensité des orages polaires moyens (A. P., p. 538) qui donne la moyenne des orages par mes quatre stations, en 1902-1903, *que le soleil, en moyenne, émet davantage d'énergie sous forme de rayons corpusculaires que sous forme de lumière et de chaleur.*

Le disque permanent de rayons autour du soleil qui se manifeste comme lumière zodiacale comprend les rayons qui occasionnent les orages polaires et il est évident que ce disque représente, même maintenant, une quantité d'énergie qui étonne. Pour comparer, calculons maintenant l'insolation totale I de la terre, en prenant la constante solaire égale à 2 par minute. Nous obtenons :

$$I = 4{,}3 \times 10^{16} \text{ gram. cal. par sec.} ,$$

ce qui correspond à :

$$2{,}4 \times 10^{14} \text{ HP} .$$

Nous voyons par là que l'énergie d'une précipitation corpusculaire au cours d'un orage polaire peut facilement être du même ordre de grandeur que l'insolation totale de la terre et même beaucoup supérieure.

S'il était possible à cette énergie corpusculaire de pénétrer suffisamment profond dans notre atmosphère, dans une zone aurorale, nous n'obtiendrions pas seulement une température subtropicale dans la région polaire de la terre, mais il y aurait également une forte et abondante production d'azote dans l'atmosphère, ce qui constitue d'excellentes conditions pour une riche végétation.

D'après Arrhenius cette production est actuellement d'environ 400 millions de tonnes par année sur la surface de la terre et est due principalement aux éclairs. Si donc à n'importe quel moment le disque de rayons permanent autour du soleil contenait des rayons d'une puissance telle que $H\rho = 10^7$ C. A. S. et d'une densité telle que pour notre forte précipitation polaire le

faisceau de rayons passe à 100 km. au-dessus de la terre, on aurait alors une grande masse de rayons qui pénétreraient plus profondément et qui produiraient les phénomènes auroraux les plus brillants d'une intensité inconnue jusqu'à présent ; les couches supérieures de l'atmosphère acquerraient une température colossale chaque jour, mais seulement du côté du couchant de la terre avec un maximum d'effet un peu après minuit. Cette précipitation occuperait une surface environ 15 fois plus grande que la zone aurorale actuelle. Il est possible d'expliquer de cette manière le climat chaud des régions polaires pendant la première période tertiaire. On peut de même expliquer que la végétation du Japon à cette époque démontre une température beaucoup plus froide que celle d'aujourd'hui, par le fait que ce pays est situé près de l'équateur magnétique et ne peut par conséquent bénéficier de l'énergie corpusculaire. L'insolation ordinaire du soleil a dû être plus faible qu'aujourd'hui parce qu'une forte quantité de lumière et de chaleur est maintenant absorbée par le voile épais qui entoure le soleil qui, à ce que je crois, est en relation étroite avec l'émanation corpusculaire du soleil. (A. P., p. 670).

Si nous admettons ainsi une densité énorme du disque des rayons autour du soleil, il est presque certain qu'au même moment l'insolation ordinaire sera fortement diminuée par l'absorption et la diffusion.

Essayons maintenant d'aller plus loin.

Après le climat subtropical dans le nord et le centre de l'Europe, il se produisit un abaissement général de la température, et l'on eut le grand âge glaciaire avec une marche en avant d'épaisses masses de glace provenant du pôle Nord et s'étendant jusqu'à de faibles latitudes. Ceux qui ont étudié l'époque glaciaire, ont reconnu qu'il y avait eu des avances et des retraits répétés des glaciers ou des couches de glace, qu'on attribue en général à des phases alternatives de climats rigoureux et plus doux. Les dépôts américains fournissent la preuve de six périodes distinctes de marche en avant séparées par des retraits de la glace et la croissance des végétaux sur des espaces qu'elle avait laissés libres.

Il est établi que quelques-unes de ces périodes interglaciaires

ont eu une durée extrêmement longue, probablement plus longue que celle qui sépare le dernier retrait de la glace de notre époque. On constatera, par conséquent, que la végétation de la période interglaciaire indique un climat doux, peu différent dans quelques cas de notre climat actuel.

En Europe, quelques savants pensent qu'il y a eu six périodes glaciaires, d'autres estiment qu'il n'y en a eu que trois.

Est-il possible maintenant de considérer nos rayons hélio-cathodiques comme la cause principale de ces remarquables changements de climat ? Cette explication est certainement possible si nous pouvons admettre des changements à longue période dans la constitution électrique du soleil, analogues en quelque sorte à la période d'une tache solaire comme je me la représente, mais là, l'intervalle de temps entre les différentes phases est énorme.

Si nous supposons que le magnétisme du soleil, que je crois dû pour la plus grande partie à des courants corpusculaires circulaires en dehors du soleil, augmente, il arrivera finalement à un point critique auquel il se produira des phénomènes qui changeront rapidement la situation dans la manière dont les rayons corpusculaires atteignent la terre.

Pour des rayons hélio-cathodiques émis normalement de la surface du soleil, nous pouvons prouver que si les rayons atteignent une distance du centre du soleil supérieure à deux fois le rayon du soleil, ces rayons passeront à l'infini. Mais si cette variation reste toujours à une distance inférieure à $2a$ du centre du soleil, nous devons avoir :

$$\sqrt{\frac{M}{H_0\rho_0}} > 2a \ ,$$

où M est le moment magnétique du soleil, et a son rayon. $H_0\rho_0$ correspond aux rayons corpusculaires émanés (voir A. P., p. 617).

Si M est de l'ordre de grandeur 10^{28} (voir mon calcul C. R., 24 janvier 1910), il s'en suit que $H_0\rho_0 > 5 \times 10^5$ pour des rayons partis normalement, si les rayons sont capables d'atteindre la terre et arrivent ensuite dans l'infini. Nous avons trouvé les conditions remplies, car des expériences et des observations,

nous déduisons : $H\rho = 3 \times 10^6$ pour des rayons qui ont pénétré à l'intérieur de la zone aurorale.

Si maintenant le moment magnétique M du soleil augmente, il arriverait subitement un moment où le disque de rayons tout entier qui entoure le soleil disparaîtrait et les rayons circuleraient tout près de la surface du soleil ou y retourneraient. On suppose ici pour simplifier que tous les rayons corpusculaires du disque ont la même puissance.

Ce qui vient d'être dit, ne s'applique qu'aux rayons héliocathodiques. Avec des rayons atomiques, de la matière radiante et lorsqu'il faut considérer la gravitation, le résultat dans certains cas est un peu différent de celui obtenu dans A. P., p. 706.

Dans les expériences décrites dans l'A. P., nous avons une grande quantité de photographies représentant des phénomènes correspondant à des changements subits dans la distribution, comme nous l'avons mentionné ci-dessus.

Je n'en veux référer qu'à la figure 254, soit au cas de rayons apparaissant très loin de la sphère magnétique servant de cathode. Dans ce cas l'aimantation est faible ou les rayons sont très puissants.

Pour le cas inverse où l'aimantation est forte, nous avons les phénomènes de l'anneau de Saturne (fig. 255 *c* et fig. 257). L'anneau épais de lumière qu'on voit autour du globe cathodique (fig. 248 *b* et *c*) est aussi très intéressant ; dans ce cas la décharge du courant est grande.

Lorsque l'aimantation de la sphère cathodique augmente, nous arrivons pour une intensité magnétique donnée à un changement brusque des phénomènes de la première espèce dans ceux de la seconde. Les expériences concordent absolument dans ce cas avec la théorie.

Il est facile aussi de trouver des photographies de nébuleuses qui semblent montrer ces deux classes d'émanation de rayons du corps central [1].

La nébuleuse de la vierge N. G. C. 4594, représentée ci-dessous à la fig. 4. semble indiquer une émanation de rayons cathodiques et atomiques, — de matière radiante — d'une puissance

[1]) Voir mon mémoire « De l'origine des mondes », *l. c.*

magnétique élevée, ou une radiation d'un corps central faiblement magnétique.

La déchirure sombre dans la nébuleuse peut être considérée comme due à l'effet d'une multitude de particules matérielles froides qui sortent du phénomène électro magnétique et forment écran. Les dernières se sont déjà retirées et se sont concentrées vers le corps central de matière radiante, agissant comme cathode.

La nébulose de l'Aquarius N. G. C. 7009, fig. 5, semble donner un exemple d'émanation des rayons de la seconde classe, où l'aimantation de la sphère radiante est relativement grande, ou peut-être sont-ce les rayons qui sont plus flexibles.

Les photographies de ces deux nébuleuses ont été prises à l'observatoire d'Helouan et le directeur a été assez aimable pour me permettre de les reproduire ici.

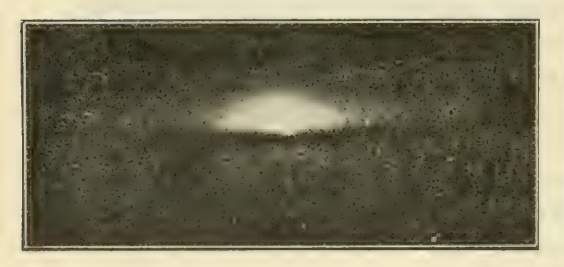


Fig. 4. — La nébuleuse de la Vierge. (N. G. C. 4594).



Fig. 5. — La nébuleuse d'Aquarius. (N. G. C. 7009).

Qu'arriverait-il maintenant sur la terre, si tout d'un coup tous les rayons corpusculaires puissants que nous avons supposé avoir provoqué le climat subtropical dans le nord de l'Europe disparaissaient ? Si tout d'un coup le soleil forçait, par son aimantation, tous les rayons corpusculaires à circuler autour de lui à une faible distance, les régions polaires de la terre seraient beaucoup plus froides, et il serait même possible que les radiations de la lumière et de la chaleur soient considérablement diminuées, en supposant que le « voile sombre » devienne plus épais.

D'après les calculs faits par Pickering, Wilson, Schuster, Vogel, Seeliger et d'autres, le voile sombre absorberait maintenant une fraction importante ($^3/_4$ à $^1/_3$) des radiations de la lumière solaire, de telle sorte qu'une augmentation quelconque de l'absorption serait facilement sentie sur la terre.

Si, d'après ce que nous avons mentionné plus haut, les régions polaires de la terre étaient sensiblement refroidies, il se produirait une forte évaporation des eaux antérieurement chauffées de l'océan, spécialement dans les régions de l'équateur, qui amènerait les précipitations nécessaires pour les énormes formations de glace vers les pôles.

Si, de plus, nous pouvons supposer que l'aimantation du soleil a subi une variation périodique d'intensité, nous pourrions sans aucun doute donner une explication plausible pour les périodes glaciaires coupées de périodes à climat doux.

On pourrait obtenir des variations climatériques presque semblables en supposant que c'est la puissance des rayons corpusculaires qui a subi des variations périodiques et non l'aimantation du soleil. Mais il est certainement naturel de considérer notre première supposition comme la cause primordiale. En réalité, il est très probable que la puissance des rayons doit varier en même temps que l'aimantation du soleil.

Finalement, on pourrait admettre d'un autre côté que la cause principale ne doit pas être cherchée dans le soleil, mais dans des variations périodiques du magnétisme de la terre. Comme nous l'avons clairement démontré dans ce qui précède, la largeur de la zone aurorale sur la terre dépend dans une forte proportion de l'intensité du magnétisme terrestre.

Avec une aimantation trois fois supérieure à l'aimantation actuelle, aucun rayon héliocathodique de la valeur $H\rho = 3 \times 10^{5}$ ne pourrait pénétrer jusqu'à notre atmosphère ; si au contraire le magnétisme terrestre devenait trois fois moindre qu'il n'est actuellement, ces rayons pénétreraient très profondément et sur une surface 12 à 14 fois plus grande qu'actuellement.

Il est hors de doute que le magnétisme de la terre a subi de très grandes variations depuis la première période tertiaire, parce qu'il y a eu d'autres changements radicaux sur la terre

dans la même période. Mais mon opinion est qu'il est naturel de rapporter les causes premières des changements climatériques au soleil, parce que nous devons en tous cas supposer une densité des rayons héliocathodiques émis continuellement beaucoup plus forte qu'actuellement.

Théorie des voiles (rideaux) de la lumière du Nord

§ 7. Abordons maintenant brièvement la discussion des récents essais de théories relatives aux voiles auroraux : il est nécessaire de le faire si nous voulons comprendre combien faible est l'assertion du prof. Störmer qui dit que l'aurore est causée par des particules chargées positivement.

J'ai donné dans A. P., p. 605-610, la théorie à laquelle je suis arrivé après plusieurs années d'expériences, sur la formation des voiles de lumière du Nord. J'y ai principalement attiré l'attention sur le fait suivant caractéristique que cette lumière aurorale, dans les régions polaires, apparaît souvent comme un rideau suspendu presque verticalement et formé de *rayons* parallèles. Ces rideaux ont le plus souvent leur direction longitudinale dans la zone aurorale.

Comme autre fait caractéristique, nous mentionnerons que le rideau auroral est souvent formé de l'est à l'ouest ou vice-versa, de telle manière que les rayons auroraux semblent précipités du ciel les uns après les autres, et cela si rapidement que le rideau peut être entièrement formé et s'étendre en travers du ciel en quelques secondes. Cette formation magnifique d'un rideau auroral où les rayons tombent avec des intervalles réguliers n'est peut-être pas le phénomène le plus fréquent; nous voyons souvent tous les *rayons* descendre simultanément d'un arc auroral.

Comme toujours, pour nos explications des phénomènes magnétiques et auroraux de la terre, je me suis reporté à mes expériences sur la terrella. Ces expériences m'ont conduit à la conclusion que l'anneau lumineux continuel de la zone aurorale de la terrella était dû à une succession très rapide de précipitations secondaires, empiétant l'une sur l'autre de telle sorte

que l'anneau lumineux semble être continu. Je me rappelle, par exemple, avoir compté, sur le côté couchant de la terrella, environ vingt précipitations distinctes dont les plus fortes étaient à l'est des plus faibles.

Le nombre de ces précipitations augmentait beaucoup plus rapidement que l'aimantation de la terrella. C'est cette opinion de la constitution de l'anneau lumineux qui doit être fermement maintenue en cherchant à développer la théorie de la formation des rideaux auroraux.

Les rayons cosmiques approchent de la terre de la même manière que nos rayons cathodiques approchent de la terrella. Nous devons supposer en conséquence que les rayons auroraux dans un rideau sont formés par un groupe relativement petit de rayons cathodiques qui pénètrent profondément dans notre atmosphère après s'être détachés successivement d'un faisceau plus large de rayons. Les différents groupes ont respectivement passé par l'équateur magnétique un nombre n, $(n+1)$, $(n+2)$ ... de fois.

Il est relativement facile, d'après les expériences avec la terrella, de calculer à quelques pour cent près, la différence des temps qui, de cette manière, doit correspondre aux entrées dans l'atmosphère des rayons auroraux n et $(n+p)$ au moment où le rideau se forme.

Des expériences de ce genre doivent être faites avec un soin spécial pour obtenir la grande précision nécessaire. D'expériences antérieures faites sans penser spécialement au point de vue qui nous occupe, j'ai pu conclure que la différence de temps en question est d'environ un cinquième de seconde d'un rayon à l'autre.

La période qui représente le temps que forment les rayons pour passer de la zone aurorale sud à celle du nord dépendra par conséquent de la puissance magnétique actuelle des rayons cosmiques. En partant du point de vue mathématique seul et considérant la terre comme un aimant élémentaire, il serait possible de calculer avec une approximation suffisante cette période de temps.

Actuellement, il n'existe pas d'observations suffisamment exactes de cette période pour les rayons auroraux, mais il m'a

été possible, dans une récente publication[1], de donner une méthode très exacte pour calculer cette période. J'ai pu également prédire, par analogie avec mes expériences sur la terrella, que les rayons corpusculaires qui donnent lieu à des orages polaires magnétiques sont formés, comme les rideaux auroraux, de groupes de rayons cosmiques, relativement petits et coordonnés distinctement, qui se détachent successivement d'un faisceau de rayons plus grand.

Au commencement d'un orage polaire, des groupes semblables de rayons sont précipités les uns après les autres vers la surface de la terre à des intervalles de temps d'environ un cinquième de seconde.

Au commencement d'orages magnétiques semblables, nous avons donc à attendre de fortes vagues élémentaires dont la période est d'environ un cinquième de seconde.

Des expériences faites à l'observatoire de Haldde prouveront dans peu de temps si cette hypothèse se réalise. J'en vois une confirmation dans le fait que les rayons auroraux peuvent tomber presque simultanément d'un arc déjà existant, comme cela a été mentionné plus haut. L'arc n'est souvent qu'une manifestation de la précipitation colossale de rayons qui donne lieu aux orages magnétiques.

Lorsque cette précipitation est déjà formée de petits groupes de rayons, on peut concevoir que, dans certaines conditions, quelques rayons de chaque groupe peuvent tomber en se succédant rapidement et même simultanément très bas dans l'atmosphère et y former un rideau auroral.

Essais d'explication du prof. Störmer

§ 8. Durant les deux dernières années, on a fait différents essais, ayant comme base les rayons corpusculaires, pour obtenir une explication plausible de la formation des rideaux auroraux.

[1]) On a possible experimentum crucis for the theories of northlight-curtains and polar magnetic storms. Videnskapsselskapets Skrifter Kristiania, 1915.

Villard ([1]) a eu une idée fort ingénieuse : il essaya, après quelques magnifiques expériences, de concevoir le rideau auroral comme formé de rayons cathodiques émanant de nuages dits « cirrus » ; sa théorie est assez analogue à celle d'Adam Paulsen sur ce sujet. Mais Villard fit un pas remarquable plus avant : il supposa que les rayons émanant des nuages sont attirés dans la direction d'un pôle magnétique terrestre, soit le pôle nord ; les rayons retournent après avoir pénétré dans l'atmosphère et formé un rayon auroral. Il suppose alors que les rayons retournent et vont vers le pôle sud où les mêmes rayons pénètrent dans l'atmosphère et forment un rayon auroral austral. Les rayons retournent de nouveau vers le pôle magnétique nord et y forment un nouveau rayon auroral à côté du premier, et ainsi de suite un très grand nombre de fois. Mais, à cause du grand pouvoir absorbant de l'atmosphère, il ne semble pas que cette théorie assez risquée puisse être maintenue, mais Villars a certainement fait un pas en avant du côté de la vérité.

Le prof. Störmer a fait un essai intéressant d'une théorie ([2]) mathématique sur la création des rideaux auroraux, basée sur la supposition que les rayons qui en réalité existent dans le rideau auroral, se tiennent toujours près des rayons qu'il calcule comme devant passer par le centre d'un aimant élémentaire représentant la terre. Mais la théorie de Störmer ne peut être considérée que comme une magnifique expérience mathématique, parce que les résultats qui en découlent ne sont pas conformes aux phénomènes observés ; je ne pense pas, par conséquent, que nous puissions dire que sa théorie puisse s'appliquer en quoi que ce soit à la nature, du moins en ce qui concerne les rideaux auroraux.

M. Störmer calcule, par exemple, qu'un rideau auroral long de 275 km. et d'une épaisseur de 72 m. peut être formé de rayons cathodiques ordinaires, en supposant que les rayons cathodiques suivent de près les rayons qui passent par le centre de l'aimant élémentaire. Mais cette hypothèse ne saurait être

[1]) Villard, Les rayons cathodiques et l'aurore boréale. Paris, 1907.
[2]) Störmer, *Arch. des Sc. phys. et nat.* Genève, 1907.

plus fausse : tous ceux qui ont vu une belle aurore boréale en formation le savent.

Lorsqu'il voit les rayons auroraux qui tombent du ciel et forment un rideau en s'ordonnant les uns après les autres à un intervalle d'environ un cinquième de seconde, M. Störmer pense après une courte méditation : « Si ces rayons venaient du soleil, ils auraient suivi un tout autre chemin ! »

Le prof. Störmer cite néanmoins sa théorie très souvent. Il dit lui-même dans son mémoire « Terrestrial magnetism » que la théorie mathématique des aurores qu'il a développée peut s'appliquer au cas de corpuscules négatifs aussi bien qu'au cas de corpuscules positifs. Cette assertion pourrait impressionner ceux qui n'y comprennent rien.

Toute théorie avec des rayons corpusculaires comme point de départ a, *ipso facto*, la propriété de s'appliquer de la même manière. Mais les faits observés sur la terre parlent clairement en faveur de rayons négatifs. Il résulte de mes expériences sur la nature physique des rideaux auroraux qu'une solution mathématique du problème concernant ce phénomène ne serait réalisable qu'au cas où un mathématicien pourrait trouver la solution de l'équation du mouvement des particules électrisées du soleil, lorsque les rayons arrivent sous l'influence du magnétisme de la terre.

Et même dans ce cas, je ne pense pas qu'il soit possible de développer cette théorie spéciale seulement par des considérations mathématiques. En tous cas il faudrait un mathématicien qui soit en rapport avec la nature d'une façon singulièrement intime, pour pouvoir révéler ses secrets par le seul moyen de l'analyse mathématique.

La méthode expérimentale offre un moyen beaucoup plus naturel pour explorer la nature de prime abord, même si ce moyen est difficile et pénible.

La méthode des analogies expérimentales aura toujours plus de valeur pour le philosophe. Lorsque des découvertes sont faites, l'analyse mathématique a un champ d'action superbe pour formuler d'une façon précise les découvertes et la théorie, pour en tirer des conséquences, et pour approfondir les détails.

Pour en revenir à notre problème, nous disons que la solution

générale de l'équation en question n'existe actuellement en aucune façon. Comme on le sait, le Prof. Störmer a développé une fort belle méthode pour calculer les divers parcours possibles que les corpuscules électriques provenant d'une cathode éloignée décrivent autour d'un aimant élémentaire. Mais, tant qu'on aura pas établi la distribution de tous ces parcours dans l'espace, et tant que l'analyse n'explique pas comment les rayons corpusculaires se groupent réellement en masse autour d'un aimant élémentaire, l'utilité de cette théorie est bien minime. En effet, elle ne réussit même pas à expliquer le phénomène très simple, mais très important, d'orages magnétiques polaires positifs et négatifs.

Considérons maintenant les raisons sur lesquelles Störmer se base pour se croire autorisé à nous dire que les rayons d'un rideau auroral sont produits par des rayons corpusculaires positifs. Il a étudié un seul graphique magnétique provenant de l'observation de Haldde, et correspondant à l'heure à laquelle il photographiait un rideau auroral. Le graphique montre un orage magnétique polaire au moment de l'observation de Störmer et cet orage polaire positif est superposé à un orage négatif beaucoup plus fort. Störmer ne mentionne pas ces deux orages; il présuppose seulement que les déflections magnétiques correspondant à l'orage positif sont produites par les rayons auroraux observés.

Mais il néglige simplement la déflection correspondant à l'orage négatif beaucoup plus fort qui existe en même temps.

Il est facile de démontrer qu'il est dangereux de tirer des conclusions d'un seul graphique. J'ai examiné 2400 courbes, et j'ai l'avantage de l'expérience. Il n'est pas possible de faire toutes les observations en quelques semaines comme les photographies d'aurores.

Si nous etudions des graphiques provenant d'un point quelconque de la partie inferieure de la zone aurorale, nous trouvons qu'il existe là de grands orages polaires positifs à des moments où l'on n'observe aucun rideau auroral; et il se produit de grands orages magnétiques, même lorsqu'il n'apparait aucune aurore. Mais presque chaque fois que deux orages sont superposés l'un à l'autre et lorsque deux orages se succèdent directement, de

telle sorte que la déflection magnétique change souvent de sens, *on trouve que des aurores existent simultanément.* Dans le cas particulier, il est évident que le Prof. Störmer n'a pas pris en considération le trait dominant du phénomène qu'il étudie, puisqu'il ne s'est pas occupé de l'existence d'orages positifs et négatifs.

Dans mon ouvrage A. P. presque toutes les recherches ont été effectuées dans le but de trouver la cause d'orages magnétiques semblables.

Je trouve que durant les orages polaires négatifs avec un maximum du côté du couchant de la terre, les rayons héliocathodiques sont précipités vers la zone aurorale, d'où en général ils s'infléchissent du côté de l'*est* avant de retourner de nouveau dans l'espace.

Pendant les orages polaires positifs avec un maximum du côté du midi de la terre, je dois supposer que les rayons qui arrivent s'infléchissent en général du côté de l'*ouest* juste au-dessus de la zone aurorale, avant de quitter la terre. Lorsque les deux orages sont superposés l'un à l'autre ou qu'ils se succèdent directement, quelques rayons, peu nombreux par rapport au faisceau total forment un rideau auroral : leur direction par rapport aux lignes magnétiques de force est telle qu'ils pénètrent *directement* vers la terre, et vont si profondément dans l'atmosphère qu'ils sont totalement absorbés avant de pouvoir retourner dans l'espace.

Ce sont quelques rayons de ce genre que le Prof. Störmer a fait intervenir par erreur comme cause des orages magnétiques positifs, dans la nuit du 11 au 12 mars 1913. Je ne veux pas pousser plus loin les critiques de son raisonnement, mais outre l'objection principale formulée plus haut, il y aurait lieu de faire d'autres remarques sérieuses, et je ne pense pas qu'aucun physicien puisse accepter sa manière d'interpréter les faits, quelque élégante que soit sa démonstration mathématique.

Helouan (Egypte), octobre 1915.

LES PROPRIÉTÉS

DU

MERCURE PULVÉRISÉ MÉCANIQUEMENT

ET LA CHARGE DE L'ÉLECTRON

PAR

A. SCHIDLOF et **A. KARPOWICZ**

Introduction

Des expériences antérieures, récemment publiées par l'un de nous en collaboration avec Mlle J. Murzynowska [1] avaient montré qu'on peut appliquer à la chute des petites gouttes d'huile dans l'air la loi de Stokes-Cunningham avec le coefficient de correction

$$K = 8.29 \times 10^{-6} ,$$

ce qui correspond à la valeur du coefficient théorique

$$A = \frac{K}{l} = 0.873 .$$

De plus ces expériences avaient fourni la preuve que les charges électriques, portées par des sphérules d'un rayon

[1]) A. Schidlof et J. Murzynowska, *Arch.* 1915. t. XL p. 386 et p. 486. Il nous semble superflu de récapituler dans le mémoire présent la théorie de la méthode utilisée. Nous prions donc le lecteur de consulter la publication citée pour tout ce qui concerne les symboles dont nous nous servons. Les formules seront désignées par le numéro qu'elles portent dans la publication précédente.

décroissant jusqu'à la limite de 3×10^{-5} cm. environ, se composent d'électrons indivisibles.

Il était intéressant d'étudier des sphérules plus petites encore. D'après les idées de M. F. Ehrenhaft[1]) il existe des charges inférieures à celle de l'électron (sous-électrons) mais on ne peut les découvrir qu'en étudiant des sphérules extrêmement petites les plus petites charges se trouvant sur les sphères de la plus petite capacité.

Or nous avons reconnu qu'il est impossible d'opérer avec des sphérules d'huile considérablement plus petites que celles qui avaient été observées. En effet les plus petites gouttes d'huile d'olive, qui avaient un rayon de 3×10^{-5} cm., mettaient 200 secondes pour parcourir la distance de chute de 0.285 cm. Supposons la loi de Stockes (*l. c.*, équ. 2 et 7) applicable en première approximation : alors pour une goutte dont le rayon est deux fois plus petit on aurait une durée de chute quatre fois plus grande. En réalité la vitesse décroît moins rapidement avec le rayon que ne l'indique la loi de Stokes, mais l'ordre de grandeur des durées de chute n'en est pas modifié. Il est donc indiqué, si l'on veut étudier des plus petites sphérules, d'utiliser un liquide de grande densité dont les gouttes, pour des dimensions égales, auront une plus grande vitesse de chute.

Le seul corps de grande densité qui est liquide à la température ordinaire est le mercure ; nous avons donc décidé de pulvériser du mercure.

En se contentant de l'approximation fournie par la loi de Stokes on trouve que le rayon est inversément proportionnel à la racine carrée de la densité. Par conséquent, pour une vitesse de chute donnée, une goutte de mercure doit avoir un rayon environ quatre fois plus petit qu'une goutte d'huile. L'avantage réalisé est donc considérable.

Pour mettre notre projet à exécution nous avons légèrement modifié le dispositif qui avait servi dans les expériences antérieures. Quant à la méthode employée elle est restée inchangée.

[1]) F. Ehrenhaft, *Wien. Ber.* IIa, **123**, 1914, p. 53.

I. Modifications apportées au dispositif expérimental

Nous avons perfectionné le dispositif à plusieurs égards :

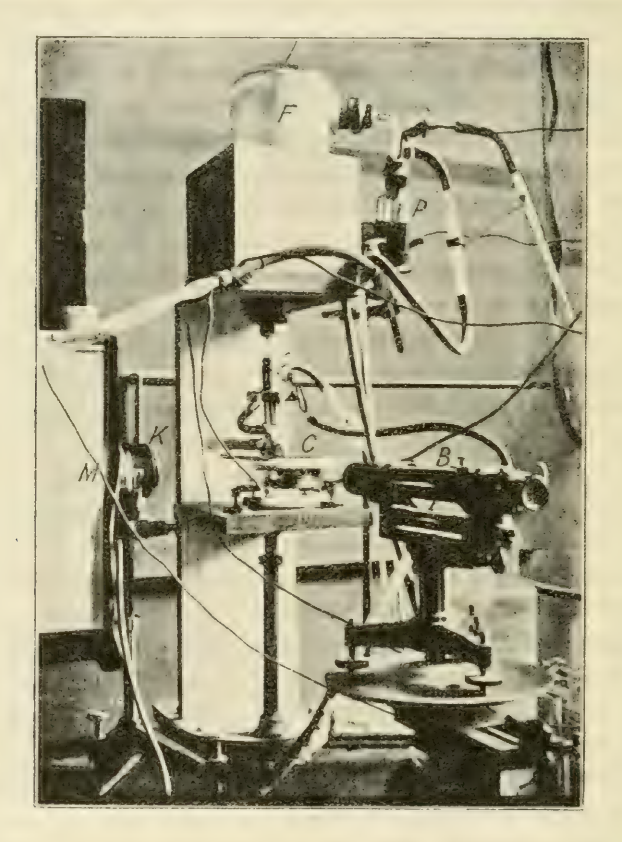
1. A la place du condensateur en laiton du précédent travail nous avons fait construire un condensateur en fer qui se trouve à l'intérieur d'une cuve en fonte fermée par un couvercle en acier. Cet appareil se trouve représenté sur la figure de la page suivante. La cuve de fonte C est munie de trois fenêtres à ouvertures rectangulaires (0,5 cm. × 3 cm.) sur lesquelles sont mastiquées des lames de verre. Trois vis calantes permettent de rendre horizontaux les plateaux du condensateur. Le couvercle de la cuve communique par l'intermédiaire d'un tube de verre avec le réservoir F qui reçoit le jet de mercure pulvérisé sortant du pulvérisateur P. La communication entre la cuve et le réservoir F peut être interceptée au moyen d'un robinet en acier.

A l'intérieur de la cuve C se trouvent les deux plateaux en acier du condensateur, séparés par trois petits supports en verre d'une hauteur très exactement déterminée (0,5 cm.). Le plateau supérieur, isolé de la cuve par un anneau en ébonite, peut être mis en communication avec l'un des pôles de la batterie par l'intermédiaire d'une borne isolée qui traverse le fond de la cuve ; l'autre pôle est en contact métallique avec le plateau inférieur du condensateur qui repose directement sur le fond de la cuve.

Un petit orifice au centre du plateau supérieur permet l'introduction des gouttes de mercure.

2. Nous avons de même apporté quelques modifications au dispositif optique. Pour rendre plus intense l'éclat de la source nous avons augmenté au besoin jusqu'à 40 ampères et même au-delà l'intensité du courant alternatif de l'arc voltaïque. Un avantage bien plus appréciable résultait de la substitution d'un objectif photographique de Steinheil K à la place de la simple lentille condensatrice. Le faisceau éclairant arrivait sur cet objectif en convergeant légèrement de sorte que l'image de l'arc se formait à l'intérieur de la distance focale. L'objectif

pouvait être approché du condensateur jusqu'à une distance de 8 cm. comptée à partir du centre des plateaux. Le diamètre de l'objectif étant 2,5 cm. nous avons pu utiliser pour l'éclairement des ouvertures relativement considérables, jusqu'à la limite de



Photographie représentant la partie principale du dispositif expérimental.

C = condensateur en acier ; F = réservoir en verre qui reçoit le jet du liquide pulvérisé ; P = pulvérisateur ; B = lunette d'observation sur son chariot à réglage micrométrique (pour la mise au point) ; K = objectif de Steinheil, utilisé comme condensateur optique avec obturateur photographique ; M = extrémité de la grande cuve d'eau de refroidissement (capacité 50 litres).

0,1 environ ; mais le principal avantage tiré de l'emploi de cet objectif est l'obtention d'un champ visuel beaucoup plus sombre.

Nous avons observé sans difficulté des gouttes ultramicroscopiques dont le rayon est de $1,5 \times 10^{-5}$ cm.

Il semble que les gouttes de mercure, probablement en raison de leur nature métallique, renvoient plus de lumière par unité de surface que les gouttes d'huile. C'est en partie à cause de cette propriété, en partie grâce à l'amélioration de l'appareil optique, que les limites de visibilité ont été portées actuellement deux fois plus loin que pour les gouttes d'huile.

La lunette d'observation B disposée sur son chariot à réglage micrométrique est celle-là même qui avait déjà servi dans les expériences précédentes.

3. Il nous reste à mentionner que nous nous sommes procuré deux petites batteries auxiliaires de piles sèches du type Leclanché, chacune de 110 volts environ. Nous pouvions ajouter au besoin, pour l'étude des plus grosses gouttes de mercure, ces batteries supplémentaires à la batterie principale (batterie d'accumulateurs de 100 volts), utilisée seule dans les recherches antérieures.

Pour provoquer des changements de la charge électrique des gouttes nous avons utilisé dans le présent travail les rayons X. Ce moyen est plus commode qu'une préparation de sel de radium, parce qu'il peut être mis en action plus rapidement et parce qu'il permet de faire varier graduellement l'intensité de l'effet ionisant.

Nous n'insistons pas sur les autres parties du dispositif expérimental qui étaient exactement les mêmes que dans les recherches précédentes, et nous prions le lecteur de se reporter à la description assez détaillée qu'on trouve dans le mémoire cité.

II. La volatilité des gouttes de mercure

Dès le début des expériences notre attention a dû se porter sur une circonstance imprévue : les gouttes de mercure se montraient volatiles. *La durée de chute d'une goutte augmentait continuellement et indéfiniment :* en même temps sa durée d'ascension diminuait, en absence de tout changement de la

charge ou de l'intensité du champ électrique, la sphérule renvoyait de moins en moins de lumière et elle finissait par devenir invisible dans les conditions d'éclairage et d'observation dont nous disposions [1].

Ce phénomène nous a surpris et nous a paru au début assez mystérieux. Les gouttes d'huile d'olive avaient été d'une masse absolument invariable ; à première vue on se serait attendu à retrouver la même propriété pour les gouttes de mercure, en raison de la faible tension de vapeur de ce liquide. Il est à noter que la décroissance des gouttes se produit dans une atmosphère complètement saturée de vapeurs de mercure ; le phénomène se manifeste en effet avec une égale intensité lorsque le plateau inférieur du condensateur est déjà recouvert, par endroits, de grosses gouttes de mercure. Mentionnons de même que la plus grande partie de la chaleur qu'apporte le faisceau éclairant est absorbée par une grande cuve d'eau interposée sur le parcours des rayons. Nous avons même considérablement augmenté la masse d'eau en remplaçant la cuve qui avait servi dans le précédent travail par une autre de 60 cm. de longueur et d'une capacité de 50 litres.

De plus, nous avons souvent maintenu les gouttes presque sans interruption dans l'obscurité. Mais malgré toutes ces précautions il était impossible d'atténuer d'une façon appréciable la décroissance des gouttes.

Nous avons constaté que l'effet était très irrégulier. Tantôt la masse diminuait rapidement tantôt plus lentement. Il nous a semblé cependant que l'effet est accentué et regularisé par une action ininterrompue du faisceau éclairant [2].

Nous avons fait des observations avec plus de 100 gouttes de mercure qui se montraient toutes volatiles sans aucune exception. L'effet est naturellement plus marqué pour les plus petites gouttes, mais même pour les plus grosses gouttes (vitesse de chute 0,07 $\frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$) l'accroissement progressif de la durée de chute

[1]) A. Schidlof et A. Karpowicz. *C. R.*, 29 juin 1914, **158**, p. 1992.
[2]) Cette idée a été contredite par une étude systématique du phénomène faite postérieurement par M. A. Targonski.

se fait nettement sentir d'une observation à l'autre, faites à des intervalles d'une demi-minute ou d'une minute.

Nos premières observations, dont nous n'avons pas conservé les protocoles, avaient pour but unique d'expérimenter la méthode. Un second groupe d'expériences nous a renseignés sur l'importance et le caractère du phénomène de décroissance des gouttes. Une troisième série comprend les expériences faites dans l'azote desséché. (Voir plus loin). Enfin la série la plus importante se rapporte à 53 gouttes pour lesquelles les observations ont été faites entre le 8 février et le 10 juillet 1914. C'est à cette série de 53 protocoles que nous empruntons les exemples suivants, choisis de façon à fournir des renseignements aussi complets que possible sur la vitesse avec laquelle décroissent les gouttes de différentes dimensions, jusqu'aux plus petites que nous avons pu observer [1].

Les observations ont été groupées d'après la grosseur des particules en commençant avec les plus grosses.

Nous donnons in-extenso les observations Nos 33, 25 et 51 se rapportant à des observations de longue durée pour lesquelles M. A. Targonski a bien voulu calculer les écarts browniens des durées de chute. M. Targonski tient compte de ces résultats dans sa discussion relative aux observations du mouvement brownien dans les gaz ; il nous a paru par conséquent utile de publier quelques-unes de ces séries. On trouvera ensuite les observations Nos 1, 35, 50, 45 et 17. Les quatre derniers protocoles se rapportent à des gouttes dont le rayon est de l'ordre de $1,5 \times 10^{-5}$ cm.

En tête des protocoles nous avons indiqué la température Θ, la pression p, la différence de potentiel V utilisée pour la production du champ électrostatique et de plus le signe de la charge de la goutte, s'il a été noté au moment de l'observation.

On a désigné par τ la durée écoulée depuis le commencement des observations (en minutes), par t_1 la durée de chute, par t_2

[1] Mentionnons que les protocoles Nos 33 et 36 ont déjà été publiés dans *Phys. Zeitschr.*, 1915, p. **16**, 42.

la durée d'ascension (en secondes). La distance de chute était dans toutes les observations

$$\delta = 0.285 \text{ cm.}$$

Dans la rubrique « observations » X signifie qu'un changement de charge a été provoqué par l'action des rayons X ; S signifie un changement spontané.

Mentionnons encore que les observations citées ont été faites en maintenant la goutte le plus longtemps possible à l'abri de la lumière.

Exp. N° 33

$\theta = 17°$; $p = 733^{mm}$; V = 268.3 volts

Goutte négative

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.	τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	6.5	0.3	1.3		11.6	8.2	11.9	12.9	
0.5	6.3	0.7	1.1		12.2	8.4	12.8	11.9	
1.0	6.4	1.3	1.2	X	13.1	8.4	13.5	11.1	X
1.5	6.5	1.7	1.4		14.2	8.7	14.7	15.6	
1.9	6.7	2.1	1.4	X	15.0	9.0	15.4	14.7	
2.4	6.8	2.7	2.4		15.8	9.0	16.1	14.0	
2.9	6.7	3.1	2.5		16.5	9.1	16.9	13.2	
3.3	6.9	3.6	2.5		17.3	9.2	17.8	13.0	X
3.8	6.8	4.0	2.4	X	18.4	9.4	18.7	9.3	
4.3	6.9	4.5	3.3		19.0	9.5	19.5	9.0	
4.8	7.0	5.0	3.4		19.8	9.5	20.1	8.6	
5.2	7.1	5.5	3.5		20.5	9.7	20.8	8.9	X
5.8	7.1	6.0	3.1		21.3	9.8	21.7	10.8	
6.2	7.5	6.4	3.5		22.1	10.1	22.5	10.4	
6.6	7.4	6.9	3.3	X	22.8	10.1	23.1	10.5	
7.1	7.4	—	—		23.5	10.2	23.9	10.0	
8.0	7.5	8.3	4.0		24.2	10.6	24.5	10.0	
8.5	7.5	8.7	3.9	S	24.9	10.2	25.3	9.9	X
9.2	7.7	9.6	4.7	X	25.8	10.4	26.1	13.0	
10.0	7.8	10.5	13.6		26.5	11.0	26.8	12.6	
10.9	8.1	11.3	13.0		27.3	10.7	—	—	

Exp. N° 25

$\theta = 13.5°$; $p = 731^{mm}$; $V = 319.4$ volts

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.	τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	10.6	0.3	4.2		11.4	11.8	11.7	14.6	
0.6	10.9	0.9	4.0		12.1	11.9	12.9	14.0	
1.2	10.9	1.5	4.0		13.2	12.1	13.5	13.3	
2.0	11.0	2.3	4.0		14.2	12.3	14.6	12.9	
2.5	11.0	2.9	4.2		15.3	12.5	15.7	12.4	
3.0	11.0	3.3	4.0		16.8	13.0	17.1	11.7	
3.8	11.5	4.0	3.9		18.9	13.1	19.2	11.2	
4.9	11.4	5.1	3.9		19.4	13.2	19.9	10.9	X
5.3	11.6	5.6	4.0	X	20.2	13.9	—	—	
6.1	11.4	6.5	9.6		21.0	14.1	21.6	6.8	
6.8	12.0	7.2	9.6		22.7	14.3	23.2	6.7	X
7.6	11.5	7.9	9.6		23.7	14.5	24.2	9.7	
8.5	11.6	8.8	9.6		24.9	14.5	25.2	9.2	
9.2	11.6	9.6	9.7		26.4	14.8	27.0	9.1	
10.6	11.8	11.0	9.1	X	27.5	15.0	28.1	8.7	X

Exp. N° 51

$\theta = 25°$; $p = 727^{mm}$; $V = 203$ volts

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.	τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_1 sec.	Observ.
0.0	13.6	—	—		16.4	17.5	19.3	14.8	
1.5	14.3	1.8	11.0		17.3	18.1	20.5	15.0	
2.3	14.0	2.6	11.3		18.8	18.0	21.3	14.0	
3.3	14.2	3.8	11.0		19.8	18.4	22.0	13.5	
4.8	14.5	6.0	10.3		22.5	18.7	23.2	13.3	
5.8	14.9	6.9	10.2		23.8	18.8	25.1	13.3	
6.7	15.1	8.0	10.1	X	24.8	19.0	26.2	13.0	
7.6	15.0	8.9	13.2		25.8	19.1	27.3	12.8	
8.5	16.0	9.9	13.0		26.8	19.4	28.8	12.5	X
9.6	15.9	10.8	12.3		28.0	20.0	30.5	60.0	
10.5	16.2	12.0	12.3		32.8	21.0	31.4	50.9	
11.6	16.5	13.0	11.7		34.8	20.9	35.8	42.7	X
12.7	16.3	13.8	11.7		36.7	21.4	—	—	
13.5	16.5	—	—						
14.7	16.7	17.9	10.3	X					

Particule déchargée

Exp. N° 1

$\theta = 20.5$; V = 99 volts

Goutte négative

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	21.5	0.5	15.2	
2.2	23.2	1.5	14.1	
3.3	24.1	2.7	13.2	
4.5	25.4	3.8	12.6	X
5.8	25.7	5.2	14.0	
7.1	28.5	7.5	13.5	
8.7	28.9	8.0	12.6	
9.7	29.6	9.2	11.5	
12.2	31.2	10.5	10.9	X
13.6	33.5	11.6	16.4	
14.7	37.3	12.8	15.7	
—	—	14.2	14.1	X

Particule déchargée

Exp. N° 50

$\theta = 21°$; $p = 736^{mm}$; V = 305.5 volts

Goutte positive

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	45.6	1.4	12.9	
2.5	49.4	3.2	12.0	
4.2	48.8	4.8	11.6	
6.5	49.6	7.1	12.0	
8.2	51.5	9.1	10.8	
10.1	52.5	11.5	10.0	—

Invisible

Exp. N° 35

$\theta = 18°$; $p = 720^{mm}$; V = 317.2 volts

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	40.2	1.2	6.0	
1.8	46.6	2.1	6.0	
2.7	39.2	2.9	5.8	
3.7	50.8	3.8	6.0	X
4.5	48.0	4.7	12.6	
5.3	45.4	5.7	12.6	
6.2	45.8	6.5	12.0	
7.7	52.8	—	—	—

Invisible

Exp. N° 45

$\theta = 21°$; $p = 734^{mm}$; V = 304 volts

Goutte négative

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	46.5	1.4	3.6	
2.3	42.0	2.9	3.9	
4.7	46.4	5.6	3.5	X
7.0	44.5	—	—	
8.4	48.2	10.8	12.5	
10.5	46.9	12.5	12.4	
11.9	49.9	14.5	12.0	X
13.8	49.9	—	—	
15.7	51.5	—	—	

Particule déchargée

Exp. N° 17

$\vartheta = 18.5^{\circ}$; $V = 98.8$ volts

Goutte négative

τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.	τ min.	t_1 sec.	τ min.	t_2 sec.	Observ.
0.0	42.6	1.2	10.2		6.6	46.0	7.0	24.0	
1.8	47.0	2.2	9.8		7.6	46.0	7.9	22.0	
3.5	42.6	4.0	9.8	K	9.2	48.6	9.5	23.0	K
4.7	46.0	4.9	13.4		10.3	53.6	11.0	62.6	
5.7	48.0	5.9	13.2	K	13.2	54.2	12.5	54.0	—

La particule a changé le signe de sa charge,
puis elle est devenue invisible.

Les expériences que nous présentons ici ne mettent pas en évidence un fait entièrement nouveau. M. Millikan déjà avait observé que la plupart des gouttes produites par pulvérisation mécanique d'un liquide se montraient volatiles [1]. Pour obtenir des gouttes absolument invariables il a eu recours à une espèce particulière d'huile (probablement très visqueuse). En ce qui concerne plus spécialement le mercure, les deux gouttes pour lesquelles Millikan a publié ses observations semblent être invariables à première vue. Il faut toutefois remarquer que ces deux gouttes sont beaucoup plus grandes que celles dont il est question ici. De plus, les observations sont de très courte durée, de sorte que la diminution de masse a très bien pu rester imperceptible étant donnée la précision limitée des mesures isolées. Il faut aussi tenir compte du fait que le phénomène est très irrégulier. A côté des gouttes très volatiles on en observe d'autres qui, pendant une certaine durée, sont presque invariables; enfin la moindre impureté à la surface de la goutte devrait atténuer l'effet dans des proportions considérables.

Il existe d'ailleurs un moyen de reconnaître le changement de masse d'une goutte, même si ce changement est trop petit pour être indiqué par une variation appréciable de la durée de

[1]) R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1911, **32**, p. 349.

chute. Il suffit pour cela de faire agir sur la goutte une force électrique presque égale à son poids, de telle façon que la goutte monte ou tombe avec une vitesse très réduite. D'une part on augmente ainsi la durée qu'on mesure et par conséquent la précision de l'observation, et d'autre part on agit directement sur la *sensibilité* de l'appréciation. Reportons-nous en effet aux équations (2) et (3) du précédent mémoire, nous constatons alors que la vitesse de chute d'une goutte est proportionnelle à son poids mg tandis que sa vitesse d'ascension est proportionnelle à la différence $EF - mg$ [1]. Si cette différence est petite en comparaison de mg l'ascension de la goutte est beaucoup plus lente que sa chute.

Supposons par exemple que la vitesse de chute soit dix fois plus grande que la vitesse d'ascension (c'est là à peu près le rapport qui se présente pour l'une des expériences de M. Millikan), alors un changement de masse qui s'exprime par une variation de 1 % sur la durée de chute, aura un effet de 10 % sur la durée d'ascension. Il faut donc porter son attention surtout sur les durées d'ascension. Or en examinant de plus près les chiffres indiqués par M. Millikan on reconnaît que pour l'une des gouttes de mercure (*l. c.*, tableau XVI), les durées d'ascension diminuent progressivement dans des proportions considérables. *Cette goutte de mercure observée par M. Millikan était donc volatile.*

Quelle peut être la cause de la décroissance progressive des gouttes de mercure? Nous avons pensé au premier abord qu'il s'agit là très probablement d'un phénomène d'évaporation.

En effet le mercure est bien un corps volatile et présente une tension de vapeur qui, quoique petite, est cependant appréciable à la température ordinaire; mais d'autre part l'évaporation d'une goutte, quand elle est entourée de vapeurs saturantes, semble être en contradiction avec les lois de la thermodynamique. Toutefois si on examine de plus près les conditions de nos expériences, on constate qu'en réalité il n'y a

[1]) Dans cette formule E représente la charge de la goutte, F l'intensité du champ électrique, m la masse de la goutte, g l'accélération de la pesanteur.

probablement jamais équilibre entre la goutte et les vapeurs saturantes de l'atmosphère ambiante.

1. Les vapeurs saturantes sont à la température des parois du condensateur soit à celle de la salle. la goutte par contre, même si on ne l'éclaire qu'à de rares intervalles, se met de temps en temps en équilibre de température avec le faisceau éclairant. Il en résulte une élévation de température de quatre degrés environ (constatée expérimentalement par M. Targonski). Que la goutte prenne presque instantanément la température du faisceau éclairant c'est fort probable, étant donnée l'extrême petitesse de sa masse.

2. Même indépendamment de cette différence de température qui n'est probablement pas la cause principale du phénomène ([1]), la goutte n'est pas en équilibre avec les vapeurs saturantes d'une grande enceinte, en raison de la pression capillaire très élevée qui règne à sa surface. La différence de tension maximum de vapeur qui résulte de cette cause en vertu des lois de la thermodynamique ([2]) est d'ailleurs extrêmement faible, et si elle suffit pour justifier l'existence de l'effet, elle est semble-t-il trop petite pour expliquer l'importance du phénomène.

3. Il reste alors une troisième interprétation qui nous semble être plus proche de la vérité à beaucoup d'égards. Le mouvement de la goutte, qui d'après les observations de M. A. Targonski exerce une influence marquée sur le phénomène, est peut-être l'agent le plus important. Par le frottement entre le liquide et le gaz des particules de mercure sont continuellement détachées de la surface des gouttes maintenues en mouvement. La désagrégation des gouttes peut donc avoir lieu indépendamment de toute différence de température ou de tension de vapeur ([3]).

On comprend dès lors l'énorme différence constatée sous le rapport de la variabilité de masse entre les gouttes de mercure

[1]) La vitesse de décroissance ne change pas d'une façon appréciable suivant qu'on éclaire la goutte continuellement ou qu'on ne l'expose à la lumière que par instants.

[2]) Sir W. Thomson, *Phil. Mag.*, 1871 (4), t. 40, p. 448.

[3]) Nous avons présenté cette explication dans la *Phys. Zeitschr.*, 1915, l. c.

et celles d'huile d'olive. En effet les forces de viscosité du liquide doivent avoir une influence décisive sur le phénomène et déterminer l'intensité de l'effet. L'huile très visqueuse fournit des gouttes à peu près invariables, tandis que le mercure, liquide de faible viscosité, donne des gouttes qui se désagrègent assez rapidement.

4. Si l'on passe maintenant du mouvement visible des gouttes à leur mouvement d'agitation thermique (qui pour les plus grosses de nos gouttes a une vitesse moyenne de même ordre de grandeur que la vitesse du mouvement visible et pour les petites une vitesse 140 fois plus grande [1]) on doit admettre que cette cause peut avoir le même effet que le mouvement visible. On voit alors que pour de si petites gouttes la désagrégation progressive doit avoir lieu, même si leur température est égale à celle des vapeurs saturantes et si elles sont immobiles en apparence. Le phénomène serait bien en désaccord avec les principes de la thermodynamique, mais il se conformerait aux lois plus générales de la théorie statistique et moléculaire.

On peut alors complètement abandonner le point de vue thermodynamique et attribuer l'effet, du moins en partie, à l'agitation moléculaire. C'est ce que M. Targonski [2] a essayé en attribuant la désagrégation des gouttes au bombardement moléculaire que subit la surface du liquide. Cette idée a été suggérée à l'un de nous par le caractère d'irrégularité statique qui est une des particularités du phénomène. M. Targonski l'a adoptée et il a fait intervenir de plus dans son explication le rôle des forces capillaires qui tendent à maintenir ou à rétablir l'équilibre constamment détruit à la surface des gouttes.

[1]) La masse de nos plus petites gouttes est approximativement $1{,}9 \times 10^{-13}$ gr. En comparant cette masse à celle d'une molécule d'hydrogène ($3{,}3 \times 10^{-24}$ gr.) on trouve que la vitesse moyenne d'agitation thermique, qui pour la molécule d'hydrogène est à la température ordinaire $1{,}9 \times 10^{5} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ doit être pour la goutte considérée $0{,}79 \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ La vitesse de son mouvement de chute étant $5{,}7 \times 10^{-3} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$ on voit que celle-ci est environ 140 fois plus petite que la vitesse moyenne du mouvement dû aux chocs moléculaires.

[2]) A. Targonski. *C. R. de la Soc. Suisse de Phys.* 14 sept. 1915. *Arch.* t. XL p. 340.

Il est probable que toutes les causes signalées plus haut interviennent dans le phénomène avec une importance relative assez difficile à préciser. Nous renvoyons le lecteur, pour de plus amples informations, au mémoire de M. Targonski qui paraîtra prochainement. Mentionnons encore qu'une étude plus approfondie pourrait peut-être apporter des résultats intéressants au point de vue de la théorie moléculaire.

III. Expériences faites dans l'azote desséché. Remarques sur les sous-électrons de M. F. Ehrenhaft.

Nous avons montré dans les pages précédentes l'intérêt que peut présenter l'étude de la désagrégation spontanée et progressive d'une sphérule de mercure maintenue en suspension dans un milieu gazeux.

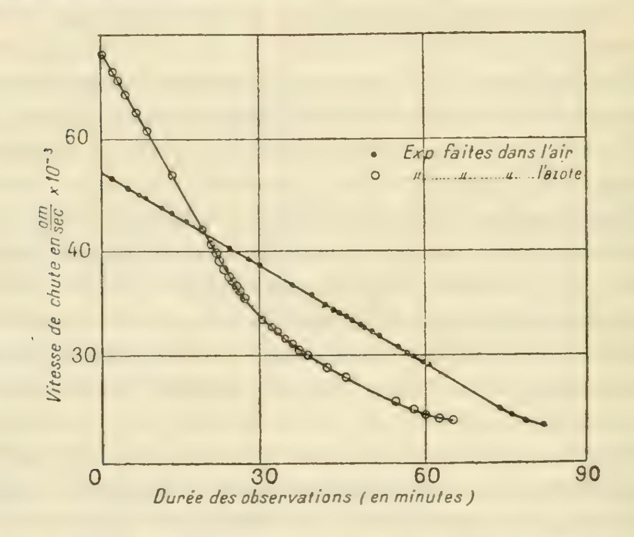
Pour le but que nous nous étions proposé cet effet jouait principalement le rôle d'un obstacle bien gênant qu'il fallait essayer de surmonter. Nous avions l'intention de déterminer exactement les charges électriques portées par de très petites gouttes, et nous avions par conséquent pour tâche d'éliminer dans la mesure du possible l'erreur résultant de la variabilité de la masse des gouttes.

Après avoir fait un assez grand nombre d'observations nous eûmes connaissance d'un mémoire de M. F. Ehrenhaft traitant en apparence le même sujet ([1]). M. Ehrenhaft était arrivé dans ce mémoire à des conclusions bien différentes de celles qui résultent de nos observations. Tandis que nos expériences, comme nous montrerons plus loin, conduisent à la détermination de la charge de l'électron et s'accordent avec le résultat obtenu par M. Millikan([2]), M. Ehrenhaft a observé des *sous-électrons*. Il a trouvé des charges qui ne sont qu'un *vingtième* de la charge élémentaire. Notons que ce désaccord ne peut tenir à la grosseur des gouttes. Les nôtres sont de même ordre de grandeur que celles de M. Ehrenhaft.

[1]) F. Ehrenhaft, l. c.

[2]) R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1913, **2**, p. 109.

Cherchant à nous expliquer cette contradiction frappante, nous avons remarqué que M. Ehrenhaft maintenait ses gouttes dans une atmosphère d'anhydride carbonique ou d'azote, donc dans un gaz inerte, tandis que nous avions observé les nôtres dans l'air débarrassé des poussières, mais pas même desséché. Quoiqu'on ne puisse attribuer raisonnablement au gaz une telle influence sur le caractère du phénomène, nous avons cependant voulu, avant de tirer des conclusions, nous placer dans des conditions expérimentales aussi identiques que possible à celles de M. Ehrenhaft.



Nous avons donc remplacé l'air de notre appareil par de l'azote desséché au moyen de l'anhydride phosphorique et nous avons répété nos observations dans ces conditions nouvelles. *Les résultats ont été les mêmes et n'ont fait que confirmer nos expériences précédentes dans l'air.*

Les deux courbes de la figure ci-dessus [1] représentent la variation en fonction du temps des vitesses de chute des gouttes de mercure dans l'air et dans l'azote. Le coefficient de viscosité de l'azote étant de 3,5 % environ plus petit que celui de l'air,

[1]) Ces courbes ont été déjà publiées antérieurement dans les *C. R.* de l'*Acad. des Sciences* (l. c.).

la masse d'une goutte de même vitesse de chute est dans l'azote plus petite (de 5 % environ) que dans l'air. Etant donnée la grande irrégularité que montre la décroissance des gouttes de mercure, il ne faut pas attacher une importance exagérée à la différence d'allure de ces deux courbes.

Il suffit de noter que les gouttes décroissent à peu près avec la même rapidité dans les deux cas.

La divergence entre les observations de M. Ehrenhaft et les nôtres ne peut donc tenir au milieu où les particules se trouvent en suspension, la différence doit être attribuée à la matière même de ces particules ; en d'autres termes *il est impossible que les gouttes de M. Ehrenhaft aient la même constitution chimique que les nôtres.*

Cette différence de composition chimique s'explique si l'on tient compte du fait que le mode de production des gouttelettes est différent dans les expériences de M. Ehrenhaft et dans les nôtres. M. Ehrenhaft produit la pulvérisation du mercure au moyen d'un arc voltaïque, tandis que nous avons employé dans le même but un procédé mécanique (méthode de Millikan). Or il est à peu près certain qu'un pulvérisateur en verre ne peut produire des modifications chimiques dans une goutte de mercure, mais on n'a pas une égale certitude en ce qui concerne l'arc voltaïque, même si l'arc est produit dans une atmosphère d'azote ou d'anhydride carbonique. Au contraire il est fort probable que des combinaisons chimiques se forment a la température élevée de l'arc voltaïque étant donnée la possibilité manifeste de ces combinaisons. La conclusion n'est pas douteuse pour nous : *les petits corps observés par M. Ehrenhaft et considérés comme des sphérules de mercure n'ont pas la constitution supposée et sont d'ailleurs d'une nature mal définie.*

Il est en effet à supposer que les particules obtenues par pulvérisation électrique renferment du mercure en proportion plus ou moins grande suivant que la transformation a été plus ou moins profonde. Celle-ci s'opère selon toute vraisemblance surtout à la surface, de sorte que les plus grosses gouttes renferment relativement beaucoup de mercure. Cela explique peut-être pourquoi sur les photographies microscopiques les plus grosses gouttes ressemblent à des sphérules métalliques : mais

ces gouttes d'aspect métallique n'ont pas été soumises à l'observation ; celles qui ont été observées par contre sont ultramicroscopiques de sorte que la photographie ne peut fournir aucune indication sur leur nature et sur leur forme. La modification chimique opérée par l'arc doit être bien plus complète pour ces petites particules que pour les grandes. Voilà pourquoi le raisonnement de M. Ehrenhaft, qui veut déduire de l'aspect, de la forme et des propriétés des plus grosses particules la preuve de la pureté et de la sphéricité des petites [1], ne nous paraît pas acceptable.

Les mêmes considérations conduisent à une interprétation satisfaisante du désaccord avec la théorie du mouvement brownien accusé par M. Ehrenhaft, en contradiction avec la plupart des observateurs. De plus, la constatation que parmi les particules pulvérisées dans l'arc, celles de plus faible vitesse de chute ont une *plus petite mobilité* que celles qui tombent plus vite, n'est paradoxale qu'en apparence. On obtient ce résultat parce que les particules qui tombent plus lentement sont plus profondément transformées et ont par conséquent une densité moyenne plus petite que celles dont la chute est plus rapide.

Toutes les conséquences que M. Ehrenhaft et de même M. D. Konstantinowsky [2] ont tirées de la loi de Stokes-Cunningham (cons. le mémoire précédent, équation 5) appliquée à leurs particules de mercure doivent être interprétées à ce point de vue. En effet, pour appliquer cette loi au calcul du rayon et de la charge des particules il faut connaître leur densité. Or cette densité est certainement beaucoup plus petite que celle du métal, et elle décroît d'ailleurs en même temps que la vitesse de chute des particules.

On comprend dès lors pourquoi les particules de mercure de ces auteurs fournissent des sous-électrons d'autant plus petits que leur vitesse de chute est plus faible [3]. Selon M.

[1]) F. Ehrenhaft, *Phys. Zeitschr.*, 1915, **16**, p. 227.

[2]) D. Konstantinowsky, *Wien. Ber.*, octobre 1914, IIa, **123**, p. 1697.

[3]) En ce qui concerne les particules d'or de M. Konstantinowsky, nous avons de fortes raisons pour supposer que ces particules n'avaient pas une forme sphérique. Il est du reste probable qu'elle sont également mal définies au point de vue de leur constitution chimique.

Ehrenhaft ce fait est en relation avec la capacité des sphérules, mais pour nous cela tient uniquement à la circonstance signalée plus haut que les particules qui tombent le plus lentement sont en même temps celles qui ont la plus petite densité. L'erreur commise en leur attribuant la densité du métal est donc particulièrement grande.

Des objections semblables contre les conclusions de M. Ehrenhaft, mais visant plutôt la supposition d'une forme sphérique des particules, ont été soulevées par M. Perrin ([1]), par M. Einstein ([2]) et plus récemment par Mlle Vogl ([3]). Nous croyons cependant être les premiers à démontrer d'une façon irréfutable que les particules de mercure de M. Ehrenhaft n'ont certainement pas la densité du métal pur, et que les conséquences tirées de la loi de Stokes-Cunningham sont dans ces conditions tout à fait illusoires.

Remarquons enfin que les données calculées d'après les écarts browniens des durées de chute et d'ascension ne dépendent pas de la densité moyenne des particules et échappent par conséquent à l'objection précédente. Or M. Ehrenhaft ([4]) et M. D. Kontantinowsky ([5]) ont également appliqué cette seconde méthode à leurs particules. Ce procédé ne fournit pas des sous-électrons avec la même facilité que le premier; aussi M. Konstantinowsky propose-t-il de l'abandonner et de s'en tenir exclusivement aux résultats de l'autre. La méthode basée sur l'observation du mouvement brownien des particules est d'ailleurs peu précise, et elle renferme plusieurs causes d'erreur dont nous avons indiqué quelques-unes dans la note mentionnée plus haut ([6]). Ces causes d'erreur peuvent également faire croire dans certains cas à l'existence des sous-électrons. M. Targonski a fait des recherches sur cette question complexe, et il en rendra compte dans son mémoire.

[1]) J. Perrin, *C. R.*, 1911, **152**, p. 1666.

[2]) A. Einstein, Congrès Solvay, Bruxelles, 1911, p. 251.

[3]) M. Vogl, *Wien. Ber.*, 1913, IIa, **122**, p. 1885.

[4]) F. Ehrenhaft, *l. c.*, 1914.

[5]) D. Konstantinowsky, *l. c.*, 1914.

[6]) A. Schidlof et A. Karpowicz, *C. R.*, l. c. également A. Schidlof *C. R. de la séance de la Soc. Suisse de Phys.* 14 sept. 1915, *Arch.* t. XL p. 339.

IV. La loi de chute des sphérules de mercure dans l'air. La valeur de la charge de l'électron.

Revenons maintenant au but principal que nous nous sommes proposé au début de ce travail. Ce but était double :

1° Nous voulions vérifier, d'après la méthode mise au point par l'un de nous en collaboration avec Mlle J. Murzynowska, si la loi de Stokes-Cunningham s'applique également à des sphérules d'un plus petit rayon que celles qui avaient été étudiées auparavant, et déterminer le cas échéant le coefficient de correction K pour des gouttes de mercure.

2° En même temps nous espérions obtenir la valeur de la charge élémentaire en mesurant les charges portées par ces petites gouttes.

Or la décroissance rapide et irrégulière des sphérules de mercure est évidemment une grave difficulté pour l'exécution de ce projet, et nous avons dû renoncer à obtenir une précision comparable à celle qui a été atteinte avec des gouttes invariables.

Pour le calcul nous avons formé des groupes comprenant un petit nombre d'observations et nous en avons tiré les durées moyennes de chute et d'ascension. Il y a dans ce procédé toujours un peu d'arbitraire et le résultat change, dans certains cas. assez sensiblement suivant le mode de groupement adopté. On a cherché naturellement à coordonner les valeurs moyennes de la vitesse de chute et de celle d'ascension, qui se rapportent aussi exactement que possible à la même masse de la goutte ; mais il s'en faut que ce but ait été toujours atteint avec la précision voulue.

Si l'on ajoute à cela les causes d'erreur multiples, signalées déjà pour les petites gouttes d'huile, qui dans les expériences actuelles ont encore une plus grande importance, parceque nos gouttes sont plus petites, on comprend que nos observations comportent des incertitudes assez considérables. Dans ces conditions nous avons renoncé à calculer la valeur du coefficient de correction K d'après la méthode qui avait réussi pour les gouttes d'huile, mais nous avons *admis* que K doit présenter

pour les gouttes de mercure la même valeur que pour les gouttes d'huile, ce qui est vraisemblable à priori. Cette supposition se trouve justifiée après coup par le fait que nous obtenons ainsi pour des gouttes de grandeur différente des données concordantes en ce qui concerne la charge élémentaire.

De plus nous n'avons pas effectué le calcul complet pour toutes les gouttes. Les grosses gouttes n'ont pu être maintenues dans le champ électrique que si leur charge était supérieure à $10e$[1]. Dans ces conditions le nombre n peut toujours être choisi de telle façon que le résultat se rapproche plus ou moins d'une valeur fixée d'avance. Nous n'avons donc achevé les calculs que pour les sphérules d'un rayon de 3×10^{-5} cm. ou moins, et par conséquent *plus petites que celles de tous les autres observateurs qui ont utilisé des sphérules de matière bien définie.*

Le tableau suivant indique les résultats pour toutes les gouttes qui satisfont à cette condition, c'est-à-dire pour les Nos 1, 2, 4, 8, 17, 34, 35, 36, 44, 45, 46, 48 et 50. Pour réduire la place occupée par cette table qui résume les calculs complets, nous n'y avons indiqué que les durées *moyennes* de chute et d'ascension. Pour quelques-unes des gouttes (les Nos 1, 17, 35, 45 et 50) le lecteur trouve au chapitre II le protocole détaillé des observations[2].

Nous avons indiqué dans les rubriques o_1 et o_2 le nombre des observations qui ont servi au calcul de la moyenne des durées de chute ($\bar{t}_1$) et d'ascension ($\bar{t}_2$). Les rubriques suivantes renferment les valeurs des *rayons apparents*[3] ($10^5\, a'$) et des *charges apparentes* (10^{10} E'). Ces valeurs ont été calculées au moyen des équations (8) et (9) du mémoire précédent en utilisant les *mêmes valeurs absolues*, sauf celle de la densité de l'huile qui doit être remplacée par la densité du mercure[4].

[1]) Rappelons que e désigne la charge élémentaire et n le nombre de charges élémentaires portées par une goutte.

[2]) Le protocole détaillée N° 36 a été publié dans la *Physik. Zeitschr.*, *l. c.*

[3]) Voir A. Schidlof et J. Murzynowska, *l. c.*

[4]) Données de M. P. Chappuis 1907. Tables de la Soc. franç. de physique 1913. Tableau 40a, pag. 140. — Notons que le mercure utilisé dans nos expériences était absolument pur. Il a été débarrassé des métaux étrangers par un barbotage d'air prolongé, puis distillé dans le vide.

Tableau des résultats

N° du prot.	o_1	$\bar{t}_1$	o_2	$\bar{t}_2$	$10^5 a'$	$10^{10}E'$	$10^5 a$	$10^{10}E$	n	$10^{10}e$
N° 1	4	23.55	4	13.77	2.7283	46 394	2.345	29.451	6	4.908
θ = 20.5°	5	28.78	5	12.50	2.4679	41.844	2.088	25 329	5	5.066
V = 99 volts	4	32.90	3	15.40	2 3082	32.513	1.931	19.021	4	4.755
N° 2	3	16.73	2	8.15	3.2369	87.448	2.849	59 603	12	4.963
θ = 18.5°	3	23.23	3	14.67	2.7470	45 232	2.364	28.800	6	4.800
V = 98.7 volts	4	28.78	2	31.75	2.4679	23.654	2.088	14.335	3	4.778
N° 4	3	33.20	2	8.55	2 2977	51.497	1.920	30.052	6	5.009
θ = 20.5°	3	36.37	2	9.60	2.1953	44.014	1.820	25.070	5	5.014
V = 96 volts	3	40.63	2	17.20	2.0770	26.191	1.704	14.444	3	4.814
	3	46.93	2	24.40	1.9326	18.345	1.562	9.697	2	4.848
N° 8	4	16.48	3	14 80	3.2590	62.626	2 871	42.792	9	4.755
θ = 20°	4	18.83	5	11.62	3.0489	63.576	2 663	42.416	9	4 713
V = 97.5 volts	4	21.78	3	9.13	2 8349	66.027	2.451	42.629	9	4.736
	4	26.20	3	7.27	2.5847	68.055	2.203	42.141	9	4,682
N° 17	4	44.55	3	9.93	1.9779	35.871	1.606	19.214	4	4.803
θ = 18.5°	5	46.52	2	13.30	1.9355	27 559	1.565	14.563	3	4.641
V = 98.8 volts	5	46 52	3	23.00	1.9355	18.520	1.565	9.787	2	4.893
	2	53.90	2	58.30	1.7982	9.455	1.431	4.764	1	4.764
N° 34 θ = 18° V = 317.2 volts	5	46.84	4	12.92	1.9275	8.719	1.557	4.601	1	4.601
N° 35 θ = 18°	4	44.20	4	5.95	1.9889	17.373	1.617	9.338	2	4.669
V = 317.2 volts	4	48.00	3	12.40	1.9041	8.852	1.534	4.631	1	4.631
N° 36 θ = 18.5°	5	44.28	4	25.05	1.9839	18.528	1.612	9.943	2	4.971
V = 98.7 volts	3	49.80	3	76.13	1.8707	9.253	1.502	4.784	1	4 784
N° 44 θ = 20.5° V = 304 volts	5	36.58	5	18.94	2.1890	8 441	1.814	4.797	1	4.797
N° 45 θ = 21°	4	44.40	3	3.67	1.9884	28.264	1.617	15 190	3	5.063
V = 304 volts	5	49.22	3	12.28	1.8885	9.259	1.519	4.818	1	4.818
N° 46 θ = 21° V = 304 volts	3	34.69	3	19.00	2.2495	8.830	1.873	5.093	1	5.093
N° 48 θ = 21° V = 305.5 volts	4	49.90	3	12 07	1.8756	9 253	1.507	4.793	1	4.793
N° 50 θ = 20° V = 305.5 volts	6	49.57	6	11.54	1.8818	9.639	1.512	5.006	1	5.006
	4	15.25	3	10.20	3.4124	40.724	3.023	28.311	6	4.718
	5	16.17	4	12.69	3.3139	33.997	2.925	23.376	5	4.675
N° 51	3	16.50	2	11.70	3.2806	34.954	2.892	23.943	5	4.789
θ = 25°	4	18.48	5	14.11	3.0999	28 260	2.713	18.935	4	4.734
V = 203 volts	4	19.38	4	12.87	3.0271	28.549	2.641	18.950	4	4.738
	3	20.63	2	55.45	2 9339	14.233	2.549	9.544	2	4.772
	2	21.25	1	42.70	2.8976	14.943	2.513	9.742	2	4.871

En appliquant ensuite la correction de Cunningham avec la valeur indiquée au début de ce mémoire nous avons calculé les *valeurs réelles* du rayon ($10^5 a$) et de la charge (10^{10} E). Le nombre de charges n se détermine dans tous les cas sans ambiguité possible. Il est ordinairement très petit. On a : $n = 1$ dans neuf cas, $n = 2$ dans six : les nombres des charges : $n = 3$, 4, 5, 6, 9 ont été observés chacun quatre fois, enfin une fois on a observé la charge $12\,e$. En tout on a déterminé 36 charges différentes.

Les valeurs de la charge élémentaire e se groupent autour de la valeur moyenne $4{,}818 \times 10^{-10}$ avec un écart moyen de 2,2 %. Nous avons réuni dans un tableau les valeurs de la charge $10^{10} e$) qui résultent des différentes observations, ainsi que les écarts entre ces résultats et la moyenne ($10^{10} \delta$).

$10^{10}e$ U.E.S	$10^{10}\delta$	$10^{10}e$ U.E.S.	$10^{10}\delta$	$10^{10}e$ U.E.S.	$10^{10}\delta$
4.908	+0.090	4.736	−0.082	5.063	+0.245
5.066	+0.248	4.682	−0.136	4.818	±0.000
4.755	−0.063	4.803	−0.015	5.093	+0.275
4.963	+0.145	4.641	−0.177	4.793	−0.025
4.800	−0 018	4.893	+0.075	5.006	+0.188
4.778	−0.040	4.764	−0.054	4.718	−0.100
5.009	+0.191	4.601	−0.217	4.675	−0.143
5.014	+0.196	4.669	+0.149	4.789	−0.029
4.814	−0.004	4.631	−0.187	4.734	−0.084
4.848	+0.030	4.971	+0.153	4.738	−0.080
4.755	−0.063	4.784	−0.034	4.772	−0.046
4.713	−0.105	4.797	−0.021	4.871	+0.053

Ces résultats conduisent aux conclusions suivantes :

1° *Le coefficient de correction de la loi de Stokes-Cunningham présente pour les petites sphérules de mercure effectivement la même valeur*

$$K = 8.29 \times 10^{-6}$$

qui a été trouvée auparavant pour des gouttes d'huile un peu plus grandes.

2° *La valeur de la charge de l'électron est :*

$$\underline{e = 4.818 \times 10^{-10} \text{ unités électrostat.}}$$

avec une « erreur probable » de $\pm\, 0.015 \times 10^{-10}$ *environ.*

Cette valeur est remarquablement rapprochée du nombre indiqué par M. Millikan. Il s'accorde un peu moins bien avec la charge élémentaire déterminée au moyen des petites gouttes d'huile d'olive. Toutefois l'écart entre le résultat actuel et celui des mesures antérieures (1,7 %) est également dans les limites d'erreur admissibles.

Octobre 1915.

Laboratoire de physique de l'Université de Genève.

ÉTUDE BIOLOGIQUE

DE

MELAMPSORA LINI

PAR

Alexandre BUCHHEIM [1]

Vers la fin d'avril 1915, j'ai trouvé sur le Laubegg (13-1400 m. altitude) près du lac de Walenstadt des rameaux morts de *Linum alpinum* datant de l'année précédente et portant des amas de téleutospores de *Melampsora Lini*. Ces amas étaient de couleur brun-jaune et formaient sur les feuilles mortes et hivernées de petites pustules. Contrairement à ce qui se passe chez *Linum catharticum L.*, *L. usitatissimum L.* et *L. strictum L.* les amas ne se montraient que par places sur l'axe du rameau. À la base des tiges sèches se trouvaient encore quelques feuilles hivernées et encore vertes sur lesquelles je vis aussi des téleutospores. De plus, à la suite d'un examen minutieux de la station, mon attention fut attirée par le fait que, outre les téleutospores, il y avait, le 22 avril, des amas d'urédos sur des feuilles vertes.

Le croquis de la page suivante (Fig. 1) rend plus exactement compte de l'état des choses.

Les urédos se trouvant à proximité immédiate des feuilles où sont les amas de téleutospores, on serait tenté de supposer que les urédos proviennent directement d'une infection par les téleutospores voisines. Mais cette supposition est contredite par notre observation selon laquelle, après une infection normale par les téleutospores il vient non pas des urédos, mais des

[1]) Etude faite à l'institut botanique de Berne.

pycnides puis le cæoma, et il n'est pas probable qu'une modification de ce développement se soit produite dans cette station.

Une seconde possibilité que l'on pourrait admettre pour expliquer cette présence simultanée de téleutospores et d'urédos en formation, serait celle-ci : le mycélium produisant les téleutospores pénétrant la plante entière, pourrait donner naissance dans les diverses feuilles d'un même jet, soit à des urédos, soit à des téleutospores. Je n'ai cependant pas pu découvrir l'existence d'un mycélium dans les jets (la portion de rameau située entre *u* et *t* du dessin a servi à faire la recherche attentive de ce mycélium).

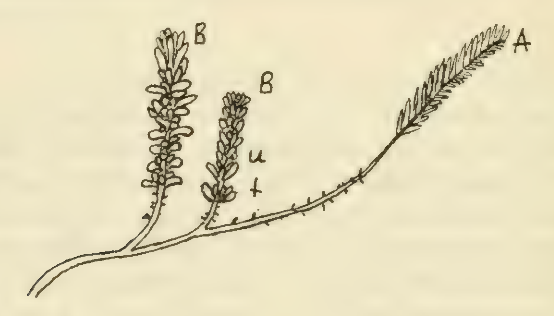


Fig. 1. — Dessiné le 27 avril d'après nature.

A. Rameau de l'automne, mort. B. Rameau frais en voie de développement. u. Amas d'urédos. t. amas de téleutospores.

Il ne reste plus qu'une troisième possibilité pouvant expliquer la naissance d'urédos au printemps : c'est d'admettre que l'infection des feuilles urédosporées au printemps s'est faite en automne déjà. Nous aurions alors affaire ici à un mycélium local, hivernant dans la plante, et produisant au printemps des urédospores, comme l'admet M. Tréboux ([1]) pour *Melampsora Lini* sur *Linum usitatissimum.* Cependant, la possibilité d'avoir affaire là à des urédo*spores* hivernantes ne doit pas non plus être tout à fait rejetée.

Après ces courtes remarques concernant les possibilités d'hivernation de *Melampsora Lini* sur *Linum alpinum L.*,

[1]) O. Tréboux, Ueberwinterung vermittelst Mycel bei einigen parasitischen Pilzen. *Mycologisches Zentralblatt.* Bd. V, 1915 p. 125.

j'aimerais donner quelques résultats de mes essais d'infection avec téleutospores de *Melampsora Lini* sur *Linum alpinum*. J'ai entrepris ces essais dans l'intention de compléter mes travaux précédents[1] faits avec des urédospores de *Melampsora Lini* sur quelques espèces de *Linum*. Ces travaux m'avaient montré la grande spécialisation que présente cette espèce.

Le matériel téleutosporifère récolté en avril sur le Laubegg, donnant une abondante germination sur le porte-objet, se trouvait excellent pour les infections. On trouvera dans ce qui suit les résultats de mes essais.

Essai I

Matériel : Téleutospores de *Melampsora Lini* sur *Linum alpinum* L du Laubegg, récolté le 22 avril 1915.

Plantes en essai :	Provenance :
Nº 1. *Linum alpinum*	Exempl. provenant du Laubegg en 1914 et hivernés en pots
» 2. — —	
» 3. — *tenuifolium*	H. Correvon, Genève (1915)
» 4. — —	
» 5. — *alpinum*	
» 6. — —	
» 7. — *austriacum*	
» 8. — —	
» 9. — *sibiricum*	
» 10. — —	
» 11. — *perenne*	

Les amas de téleutospores utilisés pour ces infections étaient d'abord ramollis par un séjour de 3-4 heures dans l'eau, puis déposés au moyen de brucelles sur les jeunes rameaux des plantes de *Linum*. L'essai a été commencé le 29 avril. Un contrôle à la loupe des places soumises à l'infection eut lieu deux jours plus tard. Sur chaque plante je pus constater à une ou à plusieurs places la présence de basidiospores projetées sous forme d'une poussière brun-jaune.

[1]) A. Buchheim. Zur Biologie von Melampsora Lini. *Berichte der deutschen botanischen Gesellschaft*. Jahrgang 1915, Band XXXIII, p. 73-75.

Le résultat de ce premier essai fut le suivant :

N° 2. *Linum alpinum,* présente le 12 mai des pycnides sur tige et feuilles ; le 14 mai, de nombreuses pycnides et le 17 mai le cæoma (infection réussie).

N° 8. *Linum austriacum*, présente le 11 mai des pycnides sur beaucoup de feuilles, surtout à leur face supérieure ; le 17 mai, cæoma (très belle infection).

N° 10. *Linum sibiricum,* le 12 mai, pycnides à quatre endroits, le 21 mai, cæoma (infection légère).

N°s 5 et 6. *Linum alpinum.* Les plantes fraîchement transplantées étaient maladives ; les jeunes pousses ont péri prématurément.

N° 3. *Linum tenuifolium,* a péri pendant la durée de l'essai.

Essai II

Matériel : Téleutospores de *Melampsora Lini* sur *Linum alpinum L.* récolté sur le Laubegg le 22 avril 1915.

Plantes en essai :			Provenance :
N° 1.	*Linum*	*alpinum*	Exempl. hiverné du Laubegg (1914)
» 2.	—	—	H. Correvon, Genève (1915)
» 3.	—	*austriacum*	
» 4.	—	*perenne*	
» 5.	—	*catharticum*	Gunten, lac de Thoune (1915)
» 6.	—	—	
» 7.	—	*usitatissimum*	De graines
» 8.	—	—	
» 9.	—	*sibiricum*	H. Correvon, Genève (1915)
» 10.	—	*perenne*	
» 11.	—	*tenuifolium*	

L'essai fut mis en train le 17 mai. La germination des spores sur le porte-objet était bonne.

J'ai obtenu les résultats suivants :

N° 1. *Linum alpinum*, le 28 mai, pycnides sur nombreuses feuilles ; le 10 juin, cæoma sur beaucoup de feuilles.

N° 4. *Linum perenne*, le 1 juin, pycnides (seulement à une place).

En se basant sur ces deux essais on peut établir que les téleutospores du *Melampsora* sur *Linum alpinum L.* infectent avec succès les espèces de *Linum* suivants :

Linum alpinum *Linum sibiricum*
Linum austriacum *Linum perenne*

Ces quatre espèces appartiennent au groupe du *Linum perenne*. Il serait donc opportun de nommer le parasite du *Linum alpinum* « *Melampsora Lini f. perenni* ». En se basant sur ce que nous venons de voir et sur de précédents essais (Palm) ([1]), (Körnicke) ([2]) et les miens on pourrait établir dans le *Melampsora Lini* les formes suivantes :

1° *Melampsora liniperda (Körnicke) Palm* sur *L. usitatissimum L.*;

2° *Melampsora Lini f. perenni* sur *Linum alpinum L.*, *austriacum L.* et *sibiricum DC.*;

3° *Melampsora Lini f. cathartici* sur *Linum catharticum L.*;

4° *Melampsora Lini f. tenuifolii* sur *Linum tenuifolium L.*;

5° *Melampsora Lini f. stricti* sur *Linum strictum L.*

Cette division apparaît d'autant plus justifiée que les mesures de longueur des urédospores ont aussi donné quelques différences. Le tableau suivant donne le résultat de ces mesures, les spores étant réparties selon que leur longueur atteint tel ou tel intervalle séparant les divisions du micromètre.

	Divisions micrométriques	5	6	7	8	9	10	11	12
Nombre des spores mesurées	Forme du *L. catharticum*	6	57	35	2	—	—	—	
	» *L. alpinum*	—	1	20	55	22	2	—	
	» *L. tenuifolium*	—	3	18	37	29	11	2	
	» *L. strictum*	—	1	17	42	34	4	2	

La fig. 2 fait mieux comprendre ce rapport.

Quant aux différences qui pourraient exister entre les téleutospores, je n'ai pas pu jusqu'à maintenant obtenir de résultat tangible. La longueur des téleutospores oscille entre 50 et 80 μ et elle dépend beaucoup de la position que la spore occupe dans

[1]) B. Palm. Nya bidrag till Stockholmstraktens Swampflora. *Svensk botanisk tidskrift*. Bd. 4, 1910.

[2]) Körnicke in Verhandlungen des naturhistorischen Vereins der preussischen Rheinlande. Bd. 31, 1874.

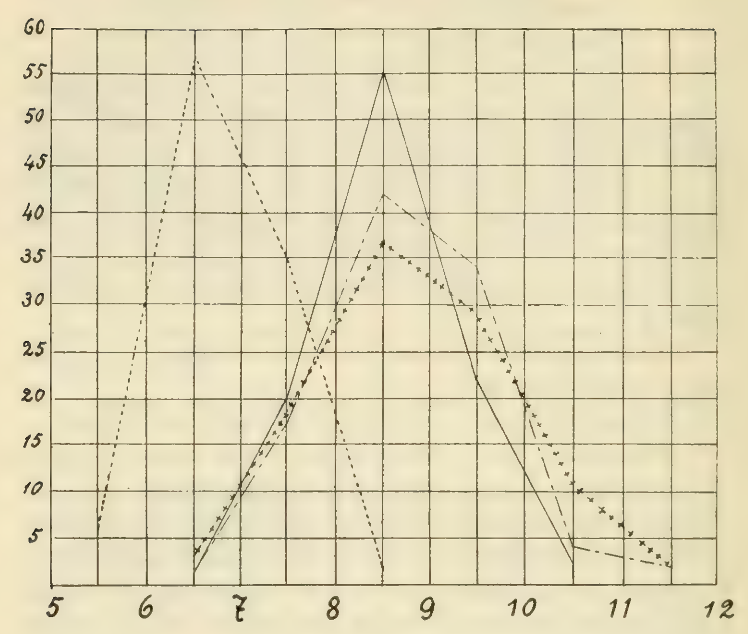


Fig. 2. — Répartition des urédospores de *Melampora Lini* d'après leur longueur.

- - - - - - - - forme du *Linum catharticum* — — — — — forme du *Linum strictum* ;
———— forme du *Linum alpinum* + + + + + + + forme du *Linum tenuifolium*

Les ordonnées donnent le nombre des spores mesurées ; les abscisses représentent les divisions micrométriques entre lesquelles se répartissent les spores mesurées. L'intervalle entre deux divisions vaut 2,56 μ.

l'amas ; celles qui sont sur le pourtour sont notablement plus courtes. Il semble aussi que la situation de l'amas de téleuspores, sur la tige ou sur les feuilles, influe sur la dimension des spores.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 2 décembre 1915

R. Chodat. Sur l'isogamie, l'hétérogamie, la conjugaison et la superfétation chez une algue verte. — C.-E. Guye et M. Einhorn. Sur le frottement intérieur des fils de quartz aux basses températures. — Eug. Bujard. Remarques sur le modelage de la tête de l'embryon humain.

R. Chodat. — *Sur l'isogamie, l'hétérogamie, la conjugaison et la superfétation chez une algue verte.*

L'auteur a découvert et cultivé en culture pure en l'absence de tout organisme étranger un Chlamydomonas déjà nommé anciennement par lui *Chlamydomonas intermedia,* Chod.

Cette Chlamydomonadée cultivée sur les milieux habituels, ne montre aucune sexualité, mais transportée sur des milieux enrichis en peptone et sous l'influence prépondérante de l'obscurité, produit un nombre infini de gamètes de toutes grandeurs; iso-macrogamètes qui au lieu de se fusionner par le bec s'unissent latéralement, iso-microgamètes qui font de même, -hétéro-gamètes: macro-gamète femelle, méso-gamète mâle et microgamète incolores [1].

En outre on constate excessivement souvent une curieuse superfétation, union de 3 gamètes, zygozoospore fécondée par un macrogamète ou un microgamète ou pendant la fusion des deux maco-isogamètes, chacun étant à son tour fécondé par des microgamètes. Ces fécondations répétées aboutissent à des zygozoospores résultant de la fusion de 3, 4, 5, 6 cellules. Au cours de ces fusions observées sous le microscope on voit la zygozoospore complexe

[1]) Ce mode d'union est nouveau parmi les *Chlamydomonas.*

errer munie de ses 6, 8, 12 cils si les fusions ont été latérales ou contenant autant de stigma que de cellules copulatrices.

Les gamétes de diverses grandeurs proviennent d'états palmelloïdes dont les cellules inégalement accrues à l'intérieur d'un tétrasporange varient du simple ou double au sextuple. Les plus petites étant dépourvues de chlorophylle fonctionnent comme spermatozoïdes.

Dans les états palmelloïdes on constate aussi des fusions à l'état immobile entre des cellules contigues de même grandeur ou de grosseur différente, au moyen d'anastomoses copulatrices permettant la conjugaison,

Les zygotes s'arrondissent ou conservent longtemps une forme en biscuit ou une apparence lobée. Les pyrénoïdes se confondent. Dans les zygotes complexes comme dans les normales le contenu se divise pour former un état palmelloïde ou un pseudo-parenchyme de cellules polyédriques par compression.

Pour étudier les conditions de la sexualité on a cultivé (en collaboration avec Mlle Globus) les *Chlamydomonas intermedia* sur des milieux solides et sur des milieux liquides.

Gélose-Detmer	glycose	2 %
»	saccharose	2 %
»	maltose	2 %
»	lactose	2 %

Le développement est maximum sur le glycose à l'obscurité le développement est retardé; quant à la sexualité, elle fait généralement défaut à la lumière (sucrose); elle se marque dans l'obscurité.

L'addition de peptone détermine une sexualité excessive. L'action favorable du peptone croit de 0,1-0.5-0.6 puis semble décroître avec les concentrations plus élevées. Cependant les colonies sont à 0,8-1 % de peptone plus grandes qu'à 0,1-0,2 %. Si la sexualité est rare à 0.1 et en lumière, elle est déjà plus abondante à l'obscurité pour la même concentration ; mais elle s'accentue avec les concentrations constantes. A 0,3 % et ceci se continue jusqu'à 0.7-0,8 % ; les phénomènes de sexualité s'accentuent surtout dans l'obscurité.

Avec la gélatine l'addition de sucres diminue la sexualité, le peptone corrige cette accélération végétative. Sur gélatine sans peptone et sans sucre il y a déjà beaucoup de gamètes.

Gélatine et glycose donnent dans l'obscurité le même résultat.

Les cultures dans les milieux liquides ne donnent pas de gamètes ou en donnent rarement.

Cependant pour observer les principaux faits de sexualité, il convient de transporter les algues des cultures sur gélose ou gélatine dans des éprouvettes contenant la solution Detmer au $^1/_{10}$. Au

bout de 3-12 heures se marquent tous les phénomènes de fécondation indiqués.

Cette plante se prête donc admirablement pour montrer à heure fixe et de propos délibéré, au laboratoire, tous les phénomènes de la sexualité depuis la conjugaison isogame jusqu'à l'hétérogamie parfaite y compris le curieux et nouveau phénomène de la superfétation.

M. le prof. C. E. Guye expose les résultats d'un travail entrepris en collaboration avec M. Einhorn sur le *frottement intérieur des fils de quartz aux basses températures.*

Des expériences antérieures effectuées par M. Guye et Mlle Vasileff (1) sur des fils de verre aux températures moyennes et élevées avaient montré que le phénomène du frottement intérieur présente dans des corps à structure isotrope comme les verres une régularité et une simplicité plus grande que dans les métaux dont la structure peut être considérée comme pseudo isotrope.

Il était intéressant de reprendre des expériences à basse température et d'étudier à ce point de vue les fils de quartz dont la composition chimique est simple et dont la chaleur atomique moyenne est extrêmement petite même à la température ordinaire (2).

La méthode employée est celle utilisée par MM. C. E. Guye et P. Voïkoff. Tous les fils étudiés ont préalablement été examinés au microscope polarisant afin de vérifier leur isotropie. Cette isotropie persiste même après refroidissement dans l'air liquide bien qu'un *premier* refroidissement produise une modification qui se traduit par une augmentation du décrément qui peut atteindre 25 à 30 %; les refroidissements ultérieurs n'ayant plus aucun effet.

Les propriétés générales du frottement intérieur constatées sur les fils de verre aux températures moyennes et élevées se sont retrouvées pour les fils de quartz étudiés à la température ordinaire. En particulier les expériences ont montré qu'à cette température le décrément logarithmique λ est dans la limite des expériences indépendant de la durée de la période d'oscillation τ, conformément à la théorie de Boltzmann sur la réactivité; le décrément s'est montré également indépendant de l'amplitude. Aux températures basses, au contraire, on se rapprocherait davantage, sans la satisfaire cependant, de la condition $\lambda\tau =$ constante, comme le veut la théorie du frottement intérieur de M. W. Voigt qui s'appliquerait ainsi d'autant mieux que la température est plus basse. Ce dernier résultat confirme les observations faites

1) *Arch. des Sc. Phys.*, mars et avril 1914.
2) *Id.*, t. 39, p. 87, 1915.

antérieurement par M. C. E. Guye et V. Freederiks sur les métaux (¹).

Il importe de remarquer qu'à la température de l'air liquide le décrément est si petit que l'on est en droit de se demander si l'amortissement ne serait pas dû au frottement résiduel de l'air ou à quelque transmission d'énergie au support; en effet, pour une amplitude de 0.025 l'énergie perdue dans une oscillation n'est guère que de 0.0006 ergs. Toutefois l'analyse des résultats et l'examen des courbes ne paraît pas favorable à cette hypothèse.

Il semble plutôt qu'aux basses températures apparaît un phénomène irréversible d'une autre nature, un frottement proportionnel à la vitesse. Ce frottement pourrait peut-être avoir pour cause le fait que les équilibres qui correspondent à chaque valeur de la déformation sont très lentement atteints aux basses températures. La série des déformations par lesquelles passe le fil ne pourrait plus alors être considérée comme une suite d'états d'équilibres, et le phénomène, malgré la très faible agitation moléculaire, ne serait pas réversible.

Quelques expériences ont été aussi effectuées sur des fils de verre ; elles ont conduit à des conclusions générales analogues.

Eug. Bujard. — *Remarques sur le modelage de la tête de l'embryon humain* (Note préliminaire).

La tête de l'embryon humain, au cours de son modelage, réalise successivement une série de rapports organiques, qui font varier les relations métamériques de ses divers systèmes.

Chez les embryons très jeunes, seule la segmentation somitique est dessinée ; les fentes branchiales apparaissent en avant du sinus veineux du cœur, dans une région n'ayant aucune trace de métamérisation. Un peu plus tard, lorsque le modelage des vésicules cérébrales commence, les neuromères se délimitent, en même temps que débute l'enroulement spiral de la tête.

Dès lors, fentes branchiales et neuromères entrent en rapport ; mais leurs relations varient d'un embryon à l'autre, comme le résume le tableau ci-après.

Ce tableau met en évidence les trois faits suivants :

1° Que les rapports entre les ganglions craniens et les neuromères sont constants chez les divers embryons humains : le ganglion du trijumeau (V) correspond au IIe neuromère, le ganglion acoustico-facial (VII-VIII) au IVe neur., la vésicule auditive au Ve neur., le ganglion glossopharyngien (IX) au IIe neur. et le ganglion pneumogastrique (X) aux VIIe et VIIIe neuromères ;

(¹) *Arch. des Sc. phys. et nat.*, janv., févr., mars, 1910.

2° Que chaque arc branchial équivaut, chez l'embryon humain, à deux neuromères ; branchiomérie et neuromérie ne sont donc pas des segmentations équivalentes ;

3° Que la région cérébrale et les neuromères paraissent glisser peu à peu en avant de la 1re fente branchiale, de telle sorte que celle-ci, qui répondait tout d'abord au sillon séparant les I-IIes neuromères, finit par se trouver vis-à-vis du sillon séparant les IIIe-IVe neuromères ; la 4e fente branchiale est alors en regard du 1er intervalle somitique de la région occipitale.

Segments céphaliques	Neurom.	Embryon N. T. 6 Long. 2mm,6	Embryon N. T. 7 Long. 2mm,5	Embryon N. T. 11 Long. 3mm	Embryon N. T. 13 Long. 4mm,9
1	·				
2	·				
3	I	*1re fente br.*			
4	II		gangl. Ve p. *1re fente br.*		gangl. Ve p.
5	III	*2e fente br.*			*1 fente br.*
6	IV		g.VII-VIIIe p. *2e fente br.*	g.VII-VIIIe p. *1re fente br.*	g.VII VIIIe p.
7	V	vésic. audit. *3e fente br.*	vésic. audit.	vésic. audit.	vésic. audit. *2e fente br.*
8	VI		gangl. IXe p. *3e fente br.*	gangl. IXe p. *2e fente br.*	gangl. IXe p.
9	VII	*4e fente br.*		gangl. Xe p.	gangl. Xe p. *3e fente br.*
10	VIII			*3e fente br.*	racine Xe p.
Somites a			*4e fente br.*		*4e fente br.*
rég. occip. b					
c					

Ces variations topographiques sont le résultat d'une série de glissements tectoniques, par lesquelles la tête se modèle.

Nous avons vu ailleurs que la forme extérieure de l'embryon tend à réaliser une série de courbures géométriques, transformables graphiquement l'une dans l'autre, qui sont la traduction gra-

phique du mécanisme du développement ; ce sont les *courbes embryotectoniques*, qui caractérisent chacune une période de développement. [1]

Aux premiers stades du développement (embryons Krömer et Eternod Du. Ga.), *phase parabolique*, la tête est encore à peine ébauchée. Ses ébauches organiques, sous la poussée des tissus proliférants au niveau du canal neuroentérique, décrivent une série de trajectoires paraboliques ; peu à peu les premiers somites glissent au-dessus du sinus veineux et s'effacent, tandis que d'autres se dessinent plus en arrière. Le repèrage graphique démontre que le 1er somite apparent de l'embryon Du. Ga. est en réalité le 3e. Chez ce même embryon deux fentes branchiales sont apparues en avant du sinus veineux et des protovertèbres.

Aux stades suivants (embryons Pfannenstiel III et Meyer-Thompson), *phase spirale* du développement, la tête se fléchit peu à peu et décrit la *spire céphalique primitive* autour du point buccal. Fentes branchiales et somites sont entraînés dans ce mouvement. Chez l'embryon Pfannenstiel III, quatre fentes branchiales sont réparties le long d'un *arc branchiomérique* de 57° env., qui restera dès lors à peu près constant. Le glissement en avant des somites et leur effacement graduel se continuent ; à leur place apparaît une nouvelle segmentation : les neuromères. Les somites I à VIII (soit 3 à 10) de l'embryon Du. Ga. forment la base d'un triangle dont l'angle au sommet mesure 76° ; les neuromères de l'embryon Pfann. III sont répartis sur un *arc neuromérique* de 76° env., dont le centre est commun avec celui de l'arc branchiomérique. L'étude graphique du modelage céphalique démontre la coïncidence presque parfaite des segments neuromériques et somitiques ; ce sont là des segmentations équivalentes ; mais au cours du développement les somites céphaliques s'effacent au moment où apparaissent les neuromères. Chez l'embryon Pfann. III les premiers rapports entre fentes branchiales et neuromères sont établis ; la 1e fente est en regard du sillon séparant les I-IIes neuromères (3-4e segm. céphaliques).

Ainsi le modelage de la tête et la formation de la spire céphalique primitive se font par le glissement en avant de la région dorsale, système nerveux et somites, qui surmonte peu à peu le pharynx et s'enroule autour du stomeum ; c'est là un véritable *glissement tectonique*.

Aux stades suivants (embryon Broman, etc.), l'enroulement

[1] Eug. Bujard, Remarques sur le mécanisme du modelage des embryons humains. Courbes embryotectoniques. *Anatom. u-Entwickl. Monographien* (herausg. W. Roux), 3e Heft. Leipzig, 1914. II-96 p. avec quarante-trois figures.

céphalique se resserre ; la spire primitive se transforme par la révolution de ses centres autour du stomeum et élargit ses arcs. Les glissements tectoniques précédents continuent et entraînent toujours plus en avant neuromères et fentes branchiales ; la progression cérébrale est plus grande que celle du pharynx et les neuromères s'avancent un à un au-delà de la 1e fente branchiale ; celle-ci se trouve enfin au niveau du sillon délimitant les IV-V^{e} neuromères (6-7e segm. céphaliques). Ce n'est pas encore là leur rapport définitif.

Chez l'embryon Ingalls (long. 4,9 mm.) la spire céphalique s'est élargie à nouveau ; la croissance du prosencéphale a allongé l'arc frontal et provoqué un léger recul du rhombencéphale et des neuromères. Les rapports du cerveau et du pharynx sont dès lors définitifs ; les ganglions craniens s'allongent jusqu'à l'épiderme et provoquent le développement de leurs placodes ectodermiens, qui les fixeront à la région branchiale. Les arcs neuromériques et branchiomériques sont légèrement plus courts que dans les embryons précédents, ce qui indique un tassement de toute la région. A ce stade la 1e fente branchiale est en regard du sillon entre les III-IVes neuromères (5-6es segm. céphal.) et la 4e fente répond à l'intervalle entre les deux premiers somites occipitaux.

En *résumé*, le modelage de la tête se fait chez l'embryon humain par une série de *glissements embryotectoniques*, qui amènent graduellement le rhombencéphale et ses neuromères au-dessus du pharynx et des fentes branchiales. Ces glissements sont accompagnés de l'effacement graduel des somites céphaliques. Cependant les segmentations somitiques et neuromériques sont équivalentes, ce qui permet de retrouver graphiquement 10 segments céphaliques en avant de la région occipitale (plus en avant encore reste une région sans traces de segmentation). Les rapports entre les neuromères et les fentes branchiales varient progressivement ; mais à chaque stade, un arc branchial correspond angulairement à deux neuromères.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

MATHÉMATIQUES

E. T. WHITTAKER et G. N. WATSON. A COURSE OF MODERN ANALYSIS. *Cambridge University Press*, 1915.

L'ouvrage de MM. Whittaker et Watson, qui paraît en seconde édition complètement transformée, est un élégant volume de 560 pages, grand in-8. Dans cet espace relativement restreint, les auteurs ont su faire entrer une énorme matière et, on peut dire, l'essentiel de l'Analyse mathématique moderne. Divisé en deux parties, l'une consacrée aux procédés généraux, séries, intégrales, etc., l'autre aux applications de ces méthodes à la théorie des principales fonctions transcendantes, fonctions gamma, zèta, hypergéométriques, besséliennes et elliptiques, le livre est d'un grand intérêt ; le lecteur français, notamment, y trouvera plaisir et matière à réflexion dans un plan tout nouveau pour lui.

Le caractère peut-être le plus remarquable de l'ouvrage est que les théories concernant les fonctions de variables réelles sont présentées en même temps que celles relatives aux fonctions de variables complexes. Il ne semble pas que la clarté souffre de cette réunion.

En raison de l'immensité du champ parcouru, il va de soi que les auteurs n'en n'ont pas pu explorer tous les recoins ; les divers sujets ne sont pas traités avec le même détail et aucun d'eux n'a reçu son entier développement, la place n'y eut pas suffi. Parmi les omissions il est permis de regretter qu'une place n'ait pas été faite à la théorie des ensembles, proportionnée à l'importance qu'elle possède pour l'étude des principes de l'Analyse. Il est fâcheux aussi que les fonctions multiformes et les représentations géométriques de Riemann aient été presque complètement passées sous silence.

La théorie des équations différentielles enfin, est restreinte aux seules équations linéaires du second ordre, et repose sur la méthode d'approximations successives et non pas sur le calcul des limites de Cauchy.

Citons en revanche, comme nous ayant particulièrement intéressés, les chapitres consacrés aux séries de Fourier, aux équations intégrales, à la fonction zèta, et l'étude des fonctions de Mathieu, c'est-à-dire des solutions périodiques des équations différentielles à coefficients périodiques.

La grande variété des sujets traités, la brièveté de l'exposition, l'indépendance relative des différentes parties rendent le livre précieux comme ouvrage de consultation ; il servira encore aux étudiants par les nombreux et intéressants exercices qui sont proposés à la sagacité du lecteur à la fin de chaque chapitre.

C. C.

CHIMIE

O. Kym et M. Ringer. — Contribution a la connaissance de quelques bases aminoazimidées et de quelques colorants azoiques dérivés. *(Ber. d. D. chem. Ges.*, t. 48 (1915), p. 1671-1685 ; Laboratoire de l'Université de Zurich).

Des considérations théoriques, développées au début de ce mémoire, sur les colorants substantifs ont engagé les auteurs à étudier les colorants dérivés de quelques bases amino-azimidées dont ils décrivent la préparation. Il s'agit des trois bases suivantes :

Amino-5-méthyl-1-azimido-2-3-benzène

I

Méthyl-1-amino-2-azimido-4-5-benzène

II

Aminophényl-p-aminoazimidobenzène

III

Ils sont partis pour la préparation de la première de la nitro-5-toluylène-diamine-2-3, pour celle de la seconde de la p-nitro-m-diacétyltoluylène-diamine et pour celle de la troisième de la trinitro-2-4-3′-diphényl-amine. La préparation et l'examen de cette dernière est basée sur le fait que dans les aminobenzémidazols l'introduction dans le noyau α-phénylique d'un second groupe NH^2 ou -N=N- exalte considérablement les propriétés colorantes ainsi que l'affinité pour la fibre du coton, il était donc intéressant d'étudier cette influence avec ce nouveau diaminobenzémidazol. Les colorants préparés avec la troisième base diffèrent du reste peu de ceux qui dérivent des deux premières, cependant le dérivé diazoïque de cette dernière copule avec l'acide aminonaphtoldisulfonique H donne un violet plus foncé et plus intense. (Pour les détails des teintures voir la thèse de M. Ringer. Zurich 1915).

LISTE BIBLIOGRAPHIQUE

des Travaux de Chimie faits en Suisse

1915

Août

114. Baragiola (W. I.). Zur Reindarstellung von Uran und anderen Metallen. Wädenswil. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 477.

115. Baragiola (W. I.). und Godet (Ch.). Weine mit schwach alkalischen Aschen. Beitrag zur Kenntnis der Zusammensetzung der Asche reiner und verfälschter Weine. Wädenswil. Schweiz. Versuchsanstalt. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **30.** 67.

116. Basyrin (Michael). Ueber Spaltung der Dikarbonsäuren und über optisch aktive Dimethylbernsteinsäuren. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

117. Bosshard (E.) und Fischli (E.). Bestimmung des Wasserstoffs in Gasgemengen durch katalytische Absorption. Zürich. Techn.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. angew. Ch.* **28.** 365.

118. Fichter (Fr.) und Brunner (Emil). Ueber Berylliumnitrid. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Zeitschr. anorg. Ch.* **93.** 84.

119. Garnier (Charles). Contribution à l'étude des terres rares. Fribourg. Univ. — *Mémoires de la Soc. frib. des Sc. nat.* **3.** 1, *Archives des Sc. phys. et nat.* **40.** 93. 199, et *Thèse.* Fribourg.

120. Hausmann (M.). Reduktionsprozesse und Synthesen beim Tiere in ihrer Beziehung zu einer Sulfhydrilgruppe. St. Gallen. — *Die Naturwissenschaften* **3.** 323.

121. Herzfeld (E.). Ueber die proteolytische Wirkung der Eiweissabbauprodukte. Proteolyse mit Trypsindialysaten, Wirkung von gallensauren Alkalien, Bedingungen der Eiweisslöslichkeit. Zürich. Chem. Lab. der Univ.-Klinik. — *Biochem. Zeitschr.* **70.** 262.

122. Hirschfeld (L.) und Klinger (R.). Zur Frage der Cobragiftinaktivierung des Serums. Zürich. Hygiene-Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **70.** 398.

123. Jungkunz (Rob.). Beitrag zur Untersuchung und Beurteilung des zu Leuchtzwecken dienenden Petroleums. Basel. Chem. Lab. des Verbandes schweiz. Konsumvereine. — *Chem.-Zeitung* **39.** 641. 659.

124. Kleyff (Sender). Ueber die Salze der seltenen Erden mit der Weinsäure. *Dissert.* Zürich (Dr Jantsch).

125. Montmollin (Marcel de). Polymérisation de l'éthylène. *Thèse.* Neuchâtel (Prof. Billeter).

126. Oesterle (O. A.) und Haugseth (E. R.). Zur Kenntnis der Reaktionsfähigkeit α-ständiger Hydroxylgruppen in Anthrachinonderivaten. Bern. Univ. — *Archiv der Pharm.* **253.** 335.

127. Perelstein (M.) und Abelin (J.). Ueber eine empfindliche klinische Methode zum Nachweis des Quecksilbers im Harn. Bern. Med.-chem. Inst. der Univ. — *Münchner med. Wochenschrift* **62.** 1181.

128. Pfenninger (Robert). Ueber das Verhalten von Eisen gegenüber von Wasser und wässerigen Lösungen im Dampfkessel. *Dissert.* Zürich (Prof. Bosshard).

129. Plüss (M.). Zur Kenntnis der Viskosität und Dichte geschmolzener Metalle und Legierungen. Basel. Physikal.-chem. Lab. der Univ. — *Zeitschr. anorg. Ch.* **93.** 1 und *Dissert.* Basel (Prof. Bernoulli).

130. Pritzker (J.). Beitrag zur Katalasebestimmung. in der Milch. Frauenfeld. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 437. 449. 461 und *Zeitschr. Unters. Nahrungsmittel* **30.** 49.

131. Reichinstein (D.). Der Zusammenhang zwischen elektrolytischen und rein chemischen Vorgängen. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Zeitschr. Elektroch.* **21.** 359.

132. Reverdin (Frédéric). Nitration de la diéthyl-p-phénétidine. Genève. Lab. de ch. org. de l'Univ. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **40.** 106.

133. Richardson (Henry B.). Der Einfluss von Eiweiss und Eiweissabbauprodukten auf die Glykogenbildung in der überlebenden Schildkrötenleber, ein weiterer Beitrag zur Frage der Funktion der Leber bei Verarbeitung von Eiweiss und Eiweissabbauprodukten. Bern. Physiol. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **70.** 171.

134. Rupe (H.). Untersuchungen über den Einfluss der Konstitution auf das Drehungsvermögen optisch-aktiver Substanzen. Basel. Chem. Lab. der Univ. — *Annalen* **409.** 327.

135. Schetelig (Paul). Ueber Oxydimethyl-m-amido-phenolphtaleine. *Dissert.* Zürich (Prof. Ceresole).

136. Schotz (Schachno Peisach). Versuche zur Darstellung von Ketenen der Campherreihe. *Dissert.* Zürich (Prof. Staudinger).

137. Tobler (Henri). Contribution à la connaissance de la fabrication de l'acide tartrique. *Thèse.* Lausanne (Prof. Pelet).

138. Wünsche (F. R.). Die Bestandteile der Gramineenkeime mit besonderer Berücksichtigung und Untersuchung der Bestandteile der Maiskeime. *Dissert.* Zürich (Prof. Winterstein).

Septembre

139. Alder (Alfred E.). Ueber Purinkörper-und Aminosäurenausscheidung im normalen und pathologischen Harn. *Dissert.* Zürich (Dr Herzfeld).

140. Bamberger (Eug.). Zur Frage der Metachinoide. Zürich. Anal.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Berichte* **48.** 1354.

141. Baragiola (W. J.) und Godet (Ch.). Die Bestimmung des Ammoniums im Weine und ihre Bedeutung. Wädenswil. Schweiz. Versuchsanstalt. — *Zeitschr. Unters. Nahrungsmittel* **30.** 169.

142. Becker (Hermann). Ueber Ketenmonocarbonsäureester und Ketendicarbonsäureester. *Dissert.* Zürich (Prof. Staudinger).

143. Fellenberg (Th. von). Schwefelsäurebestimmung in Gegenwart von Phosphorsäure. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 191.

144. Fellenberg (Th. von). Beitrag zur Untersuchung von Rohrzucker. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 197.

145. Fischli (Ernst). Versuche zur Bestimmung des Wasserstoffes in Gasgemengen durch Absorption. *Dissert.* Zürich (Prof. Bosshard).

146. Herzfeld (E.). Zur Frage der Spezifität bei der Abderhaldenschen Reaktion. Zürich. Chem. Lab. der med. Univ.-Klinik. — *Deutsche med. Wochenschr.* **41.** 1151.

147. Keller (Jakob). Beiträge zur Kenntnis des Ricinins. *Dissert.* Zürich (Prof. Winterstein).

148. Kreis (H.). Beitrag zur schweizerischen Weinstatistik. Basel. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 228.

149. Mayor (A.). et Wiki (B.). De l'action pharmacodynamique d'un nouvel alcaloïde synthétique dérivé de la papavérine, la nor-coralydine. Genève. Lab. de thérap. de l'Univ. — *Revue méd. de la Suisse romande* **35.** 490.

150. Müller (Emil). Beitrag zur Kenntnis der Seidenbeschwerung. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

151. Ott (Erwin). Ueber das β-Lacton der asymmetrischen Dimethyl-äpfelsäure. Zürich. Chem. Inst. der techn. Hochschule. — *Berichte* **48.** 1350.

152. Pentmann (Noah). Die Einwirkung von Semikarbazid und Silbernitrit auf cyclische Nitrosochloride. *Dissert.* Basel Prof. Rupe).

153. Pictet (Amé). La structure moléculaire et la vie. Genève.— *Archives des Sc. phys. et nat.* **40.** 181 et *Revue scient.* **53.** 547.

154. Pomilio (Umberto). Elektrolytische Hydrierung von ungesättigten aliphatischen Säuren. Zürich. Elektroch. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. Elektroch.* **21.** 444.

155. Reeb (André). Etude sur la séparation volumétrique des chlorures et bromures par conductibilité électrique. *Thèse.* Lausanne (Prof. Dutoit).

156. Regalia (G. B.). Ueber Abkömmlinge des Oxyhydrochinonphtaleins. *Dissert.* Zürich (Prof. Ceresole).

157. Tunmann (O.). Zur Wertbestimmung der Rhamnusrinden. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **30.** 493.

158. Tunmann (O.). Ueber die Bildung der Araroba (des Roh-Chrysarobins) in Andira araroba Agular. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **30.** 517. 525.

159. Vicari (G.). Nota sulla ricerca del cartamo nello zafferano in polvere. Lugano. Lab. cantonale di chimica. — *Travaux ch. alim.* **6.** 195.

160. WUNDER (Max) et LASCAR (Octavien). Nouvelle modification de la méthode de Kjeldahl pour le dosage de l'azote dans les substances organiques. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Bull. Soc. de Sciinte din Bucuresci* **17.** 141.

Octobre

161. ACKERBERG (Sabine). Abbau von Organeiweiss mit Hilfe von Aminosäuren. *Dissert.* Zürich (D[r] Herzfeld).

162. BAUDISCH (Oskar) und FÜRST (Rose). Ueber m-Nitrosoanisol. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **48.** 1665.

163. BAUDISCH (Oskar) und ROTHSCHILD (S.). Ueber o-Nitrosophenol. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Berichte* **48.** 1660.

164. BERGMANN (Maximilien). Recherches sur les triarylcarbinols et sur le cétène. *Thèse.* Zurich (Prof. Schmidlin).

165. BESSON (A. A.). Beschleunigtes Verfahren zur Wasser-und Fettbestimmung in Butter und Margarine. Basel. — *Chem.-Zeitung* **39.** 770.

166. BOURODJIEFF (Haralambi P.). Existe-t-il un rapport entre la densité et la composition chimique des concrétions urinaires? *Thèse.* Lausanne (Prof. Strzyzowski).

167. BRAUN (Fritz). Anodische Oxydation und Chlorierung organischer Schwefelverbindungen. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

168. BRINER (Emile). Le rôle de la pression dans les phénomènes chimiques. Genève. — *Revue gén. des Sciences* **26.** 551.

169. COMTE (Frédéric). Untersuchungen über die Bestimmung des Fettsäuregehaltes von Seifen. *Dissert.* Zürich (Prof. Bosshard).

170. FICHTER (Fr.). Hydrolyse der Alkalisalze und Reaktion auf Lackmus. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Verh. der naturf. Ges. in Basel* **26.** 172.

171. FICHTER (Fr.). Ueber die vermeintliche Zinn-Schwefel-Verbindung Sn_2S. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Chem.-Zeitung* **39.** 833.

172. FREY (Oskar). Ueber Nitro-und Amidorhodamine. *Dissert.* Zürich (Prof. Ceresole).

173. HERZFELD (E.) und KLINGER (R.). Studien über Gerinnungsphysiologie. Einfluss von Alkalien und Säuren. Wirkung einiger Eiweissfällungsmittel. Eine neue Theorie des Gerinnungsvorganges. Zürich. Chem. Lab. der med. Klinik der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **71.** 391.

174. KYM (O.) und RINGER (M.). Zur Kenntnis einiger Amino-Azimidobasen, sowie deren Azofarbstoff-Derivate. Zürich. Univ.-Lab. — *Berichte* **48.** 1671.

175. LIFSCHITZ (J.) und JENNER (F. W.). Chromoisomere Salze und Chromoester aus p-Nitro-benzylcyanid. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Berichte* **48.** 1730.

176. LÖFFL (Karl). Ueber Reduktionen in der Reihe der cyclischen Oxime und Nitrosochloride. *Dissert.* Basel. (Prof. Rupe).

177. MORACZEWSKI (W. von). Ueber den Einfluss der Muskelarbeit auf den Blutzucker. Zürich. — *Berliner klin. Wochenschr.* **52.** 1038.

178. MORACZEWSKI (W. von). Einfluss der Nahrung und der Bewegung auf den Blutzucker. Zürich. Chem. Lab. der med. Klinik. — *Biochem. Zeitschr.* **71.** 268.

179. PRITZKER (J.). Ueber hygienische Milch. Frauenfeld. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 583. 593. 609. 624.

Novembre

180. BARLADEAN (A. G.). Sterilisiren, Reinigen und Verbessern der Medizinal-und Laboratoriumsgläser. Bern. Botan. Inst. der Univ. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 605. 617.

181. BESSON (A. A.). Extraktions-Apparat. Basel. — *Chem. Zeitung* **39.** 860.

182. BRINER (E.) et SENGLET (E.). Recherches sur les carbures d'aluminium, de nickel et de cuivre. Genève. Lab. de ch. techn. et théor. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **13.** 351.

183. CARDOSO (Ettore). Contribution à l'étude du point critique de quelques gaz difficilement liquéfiables : azote, oxyde de carbone, oxygène, méthane. Genève. Inst. de physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **13.** 312.

184. ELKIND (Ephraim). Elektrochemische Reduktion und Oxydation fetter und aromatischer Arsenverbindungen. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

185. Ephraim (Fritz) und Bolle (Edouard). Ueber die Natur der Nebenvalenzen. Ammoniakate des Kupfers. Bern. Anorg. Lab. der Univ. — *Berichte* **48.** 1770.

186. Fellenberg (Th. von). Ueber minderwertige Zimte. Eine kolorimetrische Bestimmungsmethode des Zimtaldehyds in Zimt. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 254.

187. Fellenberg (Th. von). Eine kolorimetrische Bestimmungsmethode von Vanillin in Vanille. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 267.

188. Fichter (Fr.) und Lichtenhahn (Theodor). Elektrolyse der Alkalisalze fetter Sulfo-carbonsäuren. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Berichte* **48.** 1949.

189. Janson (Gustave). Recherches sur la chrysoline. Sur quelques dérivés du p-p-diaminotriphénylméthane. *Thèse.* Genève (Dr Ferrario).

190. Kehrmann (F.). Nachträge zu zwei früheren Veröffentlichungen. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **48.** 1931.

191. Kehrmann (F.). Konstitution und Farbe. Ueber die Farbe der Azokörper und ihrer Salze. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **48.** 1933.

192. Lichtenhahn (Theodor). Elektrolyse aliphatischer Sulfonsäuren und Sulfocarbonsäuren. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

193. Lifschitz (J.). und Rosenbohm (Ernst). Zur Magnetochemie innerkomplexer Verbindungen. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Zeitschr. Elektroch.* **21.** 499.

194. Müller-Hœssly (E.). Ueber die Bestimmung der Salicylsäure in Konfitüren. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 251.

195. Pfeiffer (Paul). Farbendimorphismus bei Stilben-Derivaten. Zürich. Chem. Univ.-Inst. — *Berichte* **48.** 1777.

196. Pfeiffer (P.). Ueber das Verhalten der Aminosäuren gegen Neutralsalze in wässriger Lösung. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **48.** 1938.

197. Philippe (E.). Die Bestimmung des Coffeïns in Tee nach dem Sublimierverfahren. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 177. 233.

198. Reverdin (Frédéric) et Lokietek (J.). Sur la m-phénétidine et quelques-uns de ses dérivés. Genève. Lab. de ch. org. de l'Univ. — *Bull. de la Soc. chimique* **17.** 406.

199. ROHDEN (Ch. de). Détermination des constantes de dissociation et titrage des bases faibles par la méthode des conductibilités. Lausanne. Lab. de ch. phys. de l'Univ. — *J. ch. phys.* **18.** 261.

200. SCHAFFER (F.). Untersuchung des Vollmehles durch Färbungsversuche. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 275.

201. SCHAFFER (F.). Bestimmung des Wassergehaltes im Brot. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 276.

202. SCHAFFER (F.) und GURY (E.). Ueber den Nachweis und die Bestimmung von Zitronensäure im Wein. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **6.** 247.

203. TRÜMPLER (G.). Beiträge zur Theorie der Urano-Uranylsulfatphotoketten. Zürich. Physikal.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physikal. Ch.* **90.** 385.

204. WEISS (Richard). Ein einfacher Apparat zur quantitativen Bestimmung von Eiweiss, selbst in kleinsten Mengen. Freiburg. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 646.

205. WENGER (G.). Ein Beitrag zur Bestimmung des Fettgehaltes im Käse. Molkereischule Rütti-Zollikofen. — *Milchwirtschaftl.-Zentralblatt* **44.** 324.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE JANVIER 1916

Le 1, pluie de 3 h. 50 à 10 h. du soir et dans la nuit.
2, pluie à 7 h. et à 10 h. du matin.
3, petite pluie dans l'après-midi.
4, brouillard enveloppant matin et soir.
5, gelée blanche et brouillard le matin ; pluie à 11 h. 30 du matin et à 7 h. du soir.
6, pluie à 10 h. du soir.
7, pluie dans la nuit.
8, pluie à 7 h. du matin, à 1 h. et 4 h. du soir ; pluie et neige dans la nuit.
9, pluie et neige de 8 h. à 10 h. du matin.
13, pluie à 10 h. du matin et de 7 h. à 10 h. du soir ; pluie et neige dans la nuit.
14, neige de 7 h. à 9 h. du matin et de 1 h. à 5 h. du soir.
16, gelée blanche le matin.
17, gelée blanche et brouillard le matin : brouillard le soir.
19, gelée blanche le matin.
20, gelée blanche le matin ; pluie de 3 h. à 5 h. du soir.
Les 21, 22, 23 et 24, forte gelée blanche le matin.
Le 25, gelée blanche le matin ; pluie et neige dans la nuit.
Les 28 et 29, gelée blanche le matin.

GENÈVE — JANVIER 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	33.4	33.9	35.2	34.03	+ 6.21	31.7	35.4	NW. 1	W. 1	NW. 1	NW. 1	2.7	9	9	10	9	1.3	**2.6**	**8**
2	36.4	36.4	37.1	36.60	+ 8.76	35.4	37.2	SSW. 1	SSW. 2	SE. 1	SSW. 1	5.0	10	9	0	6	1.1	0.3	1
3	37.2	37.3	38.9	37.83	+ 9.97	36.9	39.2	E. 1	SSW. 2	SSE. 1	SSW. 1	2.1	9	9	0	6	0.0	0.9	3
4	39.0	38.0	37.3	38.39	+10.52	37.2	39.6	SE. 1	NW. 1	NNE. 0	calme	0.7	10	10	10	10	0.0	0.2	....
5	37.3	37.3	38.0	37.63	+ 9.74	37.0	38.5	SSW. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	1.9	10	10	2	8	0.0	0.1	1
6	38.4	38.6	36.8	38.16	+10.26	36.0	39.0	SW. 1	SE. 1	SW. 1	calme	0.9	9	9	9	8	0.3	0.1	....
7	33.5	30.4	29.3	31.89	+ 3.98	28.4	36.0	W. 1	SW 1	SSW. 1	SSW. 1	5.2	10	9	1	5	2.9	1.1	2
8	27.8	29.1	31.2	29.15	+ 1.24	27.6	31.4	SW. 1	NE. 1	SW. 1	SW 1	7.3	9	9	10	8	1.8	**2.6**	5
9	32.6	33.7	37.2	34.02	+ 6.10	31.4	37.6	SW. 1	NNW. 2	NE. 2	NNE. 1	**7.9**	9	1	2	6	3.0	0.1	2
10	39.0	39.5	39.7	39.11	+11.19	37.6	40.2	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	6.3	9	2	9	6	1.1	....	....
11	37.4	35.4	34.5	36.56	+ 8.64	33.9	39.1	E. 1	NNE. 1	SE. 1	calme	0.8	2	3	9	6	6.6	....	....
12	32.8	32.8	33.0	33.03	+ 5.11	32.4	33.9	SW. 1	NNE. 2	NW. 1	NW. 1	4.2	8	2	9	5	5.0	....	....
13	29.8	26.1	24.9	**27.67**	**- 0.25**	**24.3**	32.4	SSW. 1	SSW. 2	SW. 1	SSW. 1	7.1	10	5	9	9	0.6	2.3	5
14	27.7	31.4	33.8	30.22	+ 2.31	25.1	33.9	NW. 1	SSW. 1	SSE. 1	SW. 1	1.2	10	8	1	7	0.6	0.7	6
15	33.5	34.0	34.6	33.90	+ 6.00	33.3	34.8	SE. 1	NNE. 1	SE. 1	calme	1.0	9	4	0	4	6.1	....	....
16	35.1	33.9	33.6	34.40	+ 6.51	33.3	35.3	E. 1	NNE. 1	E. 1	NNE. 1	2.0	0	0	0	1	5.2	....	....
17	32.8	32.2	32.2	32.61	+ 4.73	31.8	33.7	SE. 1	E. 1	SE 0	calme	0.6	10	10	9	10	0.9	....	....
18	31.0	30.0	30.6	30.79	+ 2.92	29.7	32.0	E. 1	SW. 1	SW. 1	calme	0.7	9	7	9	8	2.8	....	....
19	34.0	35.3	36.0	34.60	+ 6.85	31.5	36.4	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	2.7	10	9	0	7	0.6	....	....
20	35.2	34.7	37.7	35.92	+ 8.09	34.5	38.6	S. 1	SSW. 1	SE. 1	SSW. 1	1.9	9	10	5	8	0.0	0.7	2
21	39.0	37.8	38.7	38.44	+10.63	37.5	39.1	S. 1	SW. 1	W. 1	calme	0.8	10	1	0	5	3.8	....	....
22	39.0	38.9	40.4	**39.37**	**+11.58**	38.7	**40.7**	SW. 1	WSW. 1	NW. 1	SW. 1	2.1	0	0	0	0	6.7	....	....
23	39.9	38.5	37.5	38.91	+11.14	36.8	**40.7**	SE. 1	SSW. 1	NNW. 1	calme	1.3	0	6	0	0	6.8	....	....
24	37.0	37.1	37.7	37.11	+ 9.37	36.5	38.1	SSW. 1	SW. 1	SW. 1	calme	1.5	8	0	0	2	6.5	....	....
25	38.3	37.0	36.4	37.46	+ 9.75	36.4	38.4	SW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	1.9	4	0	0	1	5.7	0.7	1
26	36.8	36.3	35.7	36.34	+ 8.66	35.5	37.2	NE. 1	ENE. 1	SE 1	calme	0.8	10	10	10	9	0.0	...	...
27	35.6	34.7	34.5	35.09	+ 7.44	34.2	35.8	E. 1	NNE 1	SE. 1	calme	1.3	10	1	0	4	1.6	....	....
28	34.3	33.6	33.7	33.95	+ 6.34	33.1	34.5	SE. 1	NNW. 1	SE. 1	calme	0.5	9	0	0	3	**6.9**	....	....
29	34.0	34.1	34.7	34.14	+ 6.57	33.6	34.9	SE. 1	NNE. 1	SE. 1	calme	1.7	9	10	10	9	0.0	....	....
30	35.4	35.2	36.3	35.56	+ 8.03	34.9	36.7	SE. 1	NNW. 1	NNE. 1	NNE. 1	7.3	9	10	10	10	0.0	...	....
31	36.1	36.3	36.0	36.17	+ 8.68	35.6	36.8	N. 1	NE. 1	NNE 1	NE. 1	7.1	10	10	10	10	0.0	...	....
Mois	35.14	34.82	35.26	35.13	+ 7.76							2.95	8.1	5.7	4.6	6.1	83.0	12.7	38

GENÈVE — JANVIER 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.	Temper. du Rhône Midi	Temper. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 6.5	+ 9.9	+ 8.1	+ 7.91	+ 8.12	+ 6.0	+10.1	87	75	89	85	− 1	71	96	—	—	1705
2	12.4	15.2	11.7	**12.20**	+**12.44**	8.2	**15.4**	82	68	71	82	− 4	65	97	—	—	1705
3	8.2	12.0	7.0	9.51	+ 9.80	3.7	12.2	89	67	91	83	− 3	66	97	6.5	+ 1.1	1680
4	+ 2.5	3.3	2.0	2.55	+ 2.82	+ 0.9	6.2	99	99	100	**99**	+**13**	97	100	6.2	+ 0.8	1685
5	− 0.6	1.2	5.1	2.19	+ 2.78	− 1.8	5.8	100	87	92	93	+ 7	85	100	6.0	+ 0.7	1680
6	+ 3.2	7.5	6.3	5.33	+ 5.61	+ 2.3	8.5	93	77	83	85	− 1	66	96	6.0	+ 0.7	1665
7	6.6	13.5	8.2	8.61	+ 8.93	5.8	14.3	85	68	70	78	− 8	65	88	6.3	+ 1.1	1660
8	4.8	1.9	2.1	3.81	+ 4.13	1.2	8.5	78	91	88	82	− 4	64	95	6.0	+ 0.8	1670
9	0.9	3.1	+ 2.1	2.05	+ 2.37	+ 0.3	3.8	90	80	66	80	− 6	60	93	—	—	1655
10	+ 0.3	2.4	0.0	1.34	+ 1.66	− 1.0	4.2	75	64	81	72	−14	58	88	5.2	+ 0.1	1645
11	− 1.2	6.2	+ 3.8	2.63	+ 2.95	− 2.2	8.3	88	58	78	77	− 9	56	90	5.5	+ 0.4	1660
12	+ 2.2	6.6	3.0	3.89	+ 4.20	+ 1.5	8.6	90	71	86	81	− 5	70	92	6.0	+ 0.9	1635
13	2.6	5.5	+ 2.5	3.37	+ 3.67	+ 1.0	7.3	80	77	85	81	− 5	65	90	5.7	+ 0.7	1625
14	+ 1.6	1.9	− 1.2	+ 1.19	+ 1.48	− 2.8	3.3	71	80	98	80	− 6	**53**	98	5.5	+ 0.5	1625
15	− 3.7	1.2	− 2.8	− 1.20	− 0.93	− 4.5	2.0	92	72	94	86	0	68	98	5.2	+ 0.2	1605
16	− 6.0	+ 0.7	− 3.0	− 2.65	− 2.40	− **6.7**	+ 1.5	92	80	96	88	+ 2	71	96	—	—	1575
17	− 5.1	− 2.6	− 2.3	− **3.48**	− **3.25**	− 6.5	− 2.0	97	100	100	98	+12	94	100	5.2	+ 0.3	1595
18	− 0.6	+ 3.9	+ 0.6	+ 0.84	+ 1.04	− 3.0	+ 5.3	92	70	92	85	− 1	62	98	5.5	+ 0.6	1585
19	+ 0.1	5.6	2.2	2.66	+ 2.84	− 1.5	7.6	88	67	93	82	− 4	65	94	5.5	+ 0.6	1565
20	0.0	7.9	4.9	3.75	+ 3.89	− 1.0	8.6	92	65	84	82	− 4	63	93	5.5	+ 0.6	1575
21	+ 1.7	11.1	2.3	1.61	+ 1.75	+ 0.6	12.0	90	62	93	81	− 5	60	95	5.7	+ 0.8	1590
22	− 1.1	6.6	1.3	2.32	+ 2.39	− 2.0	8.3	100	62	85	84	− 2	57	100	5.5	+ 0.7	1565
23	− 1.5	6.8	1.8	2.23	+ 2.26	− 2.2	9.3	96	66	93	85	− 1	62	98	—	—	1525
24	− 2.1	5.7	1.5	1.30	+ 1.29	− 3.3	8.7	100	71	96	91	+ 5	70	100	5.5	+ 0.7	1540
25	− 1.7	5.1	1.7	1.19	+ 1.13	− 2.6	7.3	100	74	93	89	+ 1	61	100	5.2	+ 0.4	1525
26	+ 1.7	1.3	+ 3.0	2.66	+ 2.56	− 0.1	4.7	87	83	88	88	+ 3	81	94	5.3	+ 0.5	1530
27	+ 1.4	5.5	− 0.1	2.36	+ 2.21	− 1.5	6.8	96	73	94	88	+ 3	70	98	5.5	+ 0.7	1505
28	− 1.9	6.1	+ 1.2	1.42	+ 1.21	− 3.2	7.8	94	63	93	82	− 3	62	97	5.5	+ 0.7	1515
29	+ 0.2	3.6	2.4	1.50	+ 1.21	− 2.0	4.2	89	78	83	83	− 2	71	95	5.3	+ 0.5	1460
30	1.2	3.8	2.5	2.55	+ 2.23	+ 0.8	4.0	85	68	75	77	− 8	64	86	—	—	1485
31	+ 1.8	+ 2.4	+ 1.7	+ 2.03	+ 1.65	+ 1.0	+ 2.6	61	64	68	**64**	**−21**	57	78	5.0	+ 0.2	1475
Mois	+ 1.07	+ 5.55	+ 2.56	+ 2.95	+ 3.03	− 0.47	+ 6.95	89	74	87	84	− 2			5.61	+ 0.50	1600

MOYENNES DE GENÈVE — JANVIER 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	35.38	35.36	35.47	36.03	35.42	35.65	36.07	36.07	35.68
2e »	33.26	33.01	32.93	33.42	32.59	32.53	32.88	33.13	32.97
3e »	36.85	36.76	36.86	37.15	36.30	35.92	36.35	36.56	36.59
Mois	35.22	35.10	35.14	35.59	34.82	34.74	35.14	35.30	35.13

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 4.98	+ 4.82	+ 4.46	+ 5.20	+ 7.30	+ 7.23	+ 5.85	+ 4.82	+ 5.58
2e »	− 0.49	− 0.87	− 1.04	1.34	3.79	3.69	2.00	0.38	1.10
3e »	+ 0.60	0.00	− 0.08	1.93	5.55	5.50	3.05	1.27	2.23
Mois	+ 1.66	+ 1.27	+ 1.07	+ 2.79	+ 5.55	+ 5.47	+ 3.62	+ 2.13	+ 2.95

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	87	88	88	86	78	77	82	86	84
2e »	87	87	88	81	74	78	86	90	84
3e »	90	91	91	80	69	71	84	87	83
Mois	88	89	89	82	74	75	84	88	84

Dans ce mois l'air a été calme 97 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{44}{62} = 0.71$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique........	35.07
Nébulosité..................	6.1
Température $\frac{7+1+9}{3}$ ..	+ 3°.06
Température $\frac{7+1+2\times 9}{4}$ ..	+ 2°.94
Fraction de saturation........	83 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	727.37
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	7.9
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	48.8
Nombre de jours de pluie. (id.).	10
Température moyenne... (id.).	— 0°.08
Fraction de saturat. (1849-1875).	86 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	46.1	30.2	20.7	18.5	23.8	18.0	15.2

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	8.7	12.7	12.2	12.5	—	22.4

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE JANVIER 1916

Les 1, 2, 5, 6, 7, 8, 9, 13 et 14, neige.
2, 3, 5, 7, 8, 9 et 31, brouillard.
6, 7, 8, 9, 11, 12, 13, 14 et 21, très forte bise.
Le 31, fort vent.

GRAND SAINT-BERNARD — JANVIER 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm +							Vent				Nébulosité				Pluie	Neige
	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Hauteur (24 h.)	Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	67.7	69.8	71.2	69.6	+ 8.2	67.2	71.4	NE. 2	NE. 2	NE. 2	NE. 2	10	10	10	10	**29.0**	**20**
2	72.9	72.3	72.1	72.1	+ 11.1	71.4	73.3	NE. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	10	10	10	10	5.0	....
3	71.4	71.2	72.1	71.6	+ 10.3	71.0	72.4	NE. 1	NE. 1	NE. 2	NE. 1	2	10	10	7	....	....
4	72.8	72.5	72.3	72.5	+ 11.2	72.1	72.9	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	1	1	0	1	....	....
5	71.8	71.6	71.1	71.5	+ 10.2	71.0	72.1	NE. 1	NE. 2	NE. 2	NE. 2	2	4	10	5	0.3	...
6	71.5	71.8	71.1	71.5	+ 10.3	69.6	72.2	NE. 0	NE. 0	NE. 4	NE. 1	10	10	10	10	13.4	10
7	69.0	67.3	64.1	66.8	+ 5.6	63.3	69.6	NE. 3	NE. 0	NE. 0	NE. 1	10	1	0	4	5.6	5
8	60.3	59.4	60.6	**60.1**	− **1.1**	59.2	63.3	NE. 2	NE. 3	NE. 4	NE. 3	10	10	10	10	12.3	15
9	61.2	62.5	66.2	63.3	+ 2.1	61.1	67.4	NE. 5	NE. 4	NE. 1	NE. 4	10	10	10	10	2.5	3
10	68.6	69.6	69.8	69.3	+ 8.2	67.4	69.9	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	1	0	0	0	....	....
11	68.4	67.4	66.2	67.3	+ 6.2	66.0	69.2	NE. 3	NE. 3	NE. 4	NE. 3	2	0	10	4	....	....
12	65.1	65.2	65.3	65.3	+ 4.2	65.1	66.0	NE. 4	NE. 3	NE. 2	NE. 3	10	6	0	5	....	...
13	64.8	61.8	58.1	61.6	+ 0.5	**58.0**	65.1	NE. 4	NE. 4	NE. 5	NE. 4	9	10	10	10	4.1	6
14	58.5	60.8	63.0	60.8	− 0.2	58.1	63.2	NE. 5	NE. 5	NE. 5	NE. 5	10	10	1	7	4.3	10
15	63.4	64.6	67.0	65.0	+ 4.0	63.1	67.3	NE. 2	NE. 2	NE. 2	NE. 2	2	0	0	1	...	....
16	67.8	68.2	68.8	68.3	+ 7.3	67.3	68.9	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	1	0	1	1	....	....
17	67.7	68.4	67.8	68.0	+ 7.0	67.3	68.8	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	1	1	2	1	. ..	...
18	66.7	66.3	66.8	66.6	+ 5.7	66.1	67.3	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	3	4	9	5	...	....
19	68.3	69.4	70.1	69.3	+ 8.4	67.1	70.2	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	2	0	0	1	....	.. .
20	69.5	69.3	69.8	69.5	+ 8.6	69.2	70.3	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	3	6	0	3	1.4	2
21	71.6	71.7	72.8	72.0	+ 11.2	70.0	73.1	NE. 3	NE. 2	NE. 2	NE. 2	10	5	2	6	....	....
22	73.6	74.1	74.8	**74.2**	+ **13.4**	73.1	**74.9**	NE. 0	NE. 1	NE. 2	NE. 1	1	0	0	0	....	....
23	74.4	74.1	74.0	74.1	+ 13.3	73.7	74.8	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	2	0	0	1	....	...
24	73.0	73.0	73.0	73.0	+ 12.3	72.8	73.7	SW. 1	NE. 0	NE. 1	var.	3	0	0	1	. ..	. ..
25	71.9	71.5	71.2	71.5	+ 10.8	71.0	72.8	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	2	0	0	1	....	....
26	70.1	69.9	69.4	69.8	+ 9.2	69.2	71.0	SW. 1	NE. 0	NE. 0	calme	3	0	0	1	....	...
27	68.6	68.5	68.3	68.5	+ 7.9	68.1	69.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	1	0	0	0	....	...
28	67.6	67.6	67.9	67.7	+ 7.1	67.4	68.1	SW. 1	SW. 0	SW. 0	calme	3	0	0	1	....	....
29	67.2	67.1	67.7	67.3	+ 6.8	66.8	68.0	SW. 1	SW. 2	SW. 1	SW. 1	1	0	0	0	.. .	. .
30	67.6	67.6	68.2	67.8	+ 7.3	67.5	68.2	NE. 1	NE. 0	SW. 0	calme	1	0	0	0	....	....
31	67.3	67.2	66.8	67.1	+ 6.6	66.8	68.2	NE. 1	SW. 1	SW. 3	SW. 2	0	10	10	7	....	. ..
Mois	68.41	68.44	68.63	68.49	+ 8.00							4.4	3.8	3.7	4.0	77.9	71

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Écart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 5.2	− 2.3	− 1.0	− 2.8	+ 5.8	− 5.6	− 0.2	99	58	95	84	45	100
2	− 0.6	+ 2.0	− 1.2	+ 0.1	+ 8.7	− 2.2	+ 2.3	98	88	97	94	74	99
3	− 4.4	− 2.4	− 5.1	− 4.0	+ 4.7	− 6.0	− 2.2	95	96	97	**96**	94	98
4	− 1.2	+ 1.0	− 1.2	− 0.5	+ 8.2	− 6.2	+ 2.0	32	28	27	**29**	21	94
5	− 2.7	− 0.4	− 4.0	− 2.4	+ 6.3	− 4.4	− 0.2	42	68	97	69	18	98
6	− 4.2	− 4.5	− 0.6	− 3.1	+ 5.7	− 6.7	− 0.5	44	95	96	78	41	97
7	− 0.9	− 0.2	− 3.6	− 1.6	+ 7.2	− 5.8	0.0	96	96	50	81	34	97
8	− 9.5	− 11.3	− 11.8	− 10.9	− 2.1	− 12.0	− 5.8	92	90	91	91	90	96
9	− 13.2	− 12.9	− 14.4	− 13.5	− 4.7	− 15.3	− 12.1	89	87	85	87	76	90
10	− 12.8	− 10.7	− 9.2	− 10.9	− 2.0	**− 16.0**	− 8.3	53	46	72	57	35	78
11	− 6.4	− 7.2	− 7.4	− 7.0	+ 1.9	− 9.0	− 5.2	66	72	96	78	42	98
12	− 6.5	− 6.2	− 8.2	− 7.0	+ 1.9	− 9.5	− 5.8	96	96	42	78	**17**	97
13	− 11.0	− 6.2	− 10.7	− 9.3	− 0.4	− 12.2	− 5.8	54	92	95	80	31	96
14	− 14.2	− 14.0	− 14.8	**− 14.3**	**− 5.3**	− 15.0	− 12.2	92	92	92	92	92	94
15	− 14.3	− 11.2	− 9.1	− 11.5	− 2.5	− 14.8	− 8.8	66	53	53	57	40	92
16	− 7.4	− 3.4	− 5.4	− 5.4	+ 3.6	− 8.8	− 2.2	40	36	32	36	24	40
17	− 4.9	− 1.1	− 4.5	− 3.5	+ 5.5	− 5.4	− 0.3	35	45	37	39	33	46
18	− 4.7	− 1.2	− 3.8	− 3.2	+ 5.8	− 5.0	− 1.0	70	63	78	70	38	80
19	− 5.2	− 3.6	− 5.0	− 4.6	+ 4.4	− 5.7	− 1.7	73	72	77	74	67	82
20	− 5.6	− 2.5	− 5.6	− 4.6	+ 4.4	− 6.1	− 2.0	77	65	72	71	40	85
21	− 5.2	− 4.2	− 5.0	− 4.8	+ 4.2	− 6.4	− 3.4	55	56	47	53	25	76
22	+ 1.6	+ 3.9	− 0.5	**+ 1.7**	**+ 10.8**	− 4.0	+ 4.1	42	44	55	47	40	71
23	− 0.2	4.4	− 2.2	+ 0.7	+ 9.8	− 2.8	**5.3**	47	37	59	48	34	63
24	− 0.6	1.4	− 2.5	− 0.6	+ 8.5	− 2.9	1.8	46	44	62	51	40	65
25	− 2.4	1.4	− 3.0	− 1.3	+ 7.8	− 5.3	1.7	60	44	58	54	40	71
26	− 3.5	+ 0.7	− 3.6	− 2.1	+ 7.0	− 4.0	+ 1.8	52	43	49	48	35	56
27	− 4.7	− 1.6	− 4.5	− 3.6	+ 5.5	− 4.9	− 0.8	51	46	54	50	41	55
28	− 6.2	− 4.1	− 7.1	− 5.8	+ 3.3	− 7.5	− 3.0	61	65	80	69	55	81
29	− 9.0	− 5.8	− 6.7	− 7.2	+ 1.9	− 9.3	− 4.6	83	80	67	77	62	88
30	− 7.4	− 2.3	− 5.9	− 5.2	+ 3.9	− 7.7	− 1.0	65	46	51	54	33	66
31	− 7.2	− 11.0	− 11.8	− 10.0	− 0.9	− 13.0	− 6.2	51	100	97	83	16	100
Mois	− 5.80	− 3.73	− 5.79	− 5.11	+ 3.93	− 7.73	− 2.40	65	66	70	67		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — JANVIER 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : – $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500mm + / **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	68.72	68.80	69.06	68.86	74	75	81	77
2e »	66.05	66.14	66.29	66.16	67	69	67	68
3e »	70.26	70.21	70.37	70 28	56	55	62	58
Mois	68.41	68.44	68.63	68.49	65	66	70	67

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 5.47	— 4.17	— 5.21	— 4.95	— 5.01
2e »	— 8.02	— 5.66	— 7.45	— 7.04	— 7.14
3e »	— 4.07	— 1.56	— 4.80	— 3.48	— 3.81
Mois	— 5.80	— 3.73	— 5.79	— 5.11	— 5.28

Dans ce mois l'air a été calme 269 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{131}{11} = 11.91$.

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	45.7	35.1	37.8	77.9
Neige en centimètres....	7	20	22	71

LA QUESTION DES SOUS-ÉLECTRONS

ET LE

MOUVEMENT BROWNIEN DANS LES GAZ

PAR

A. TARGONSKI [1]

I. Etude des particules de mercure

§ 1. On sait qu'en déterminant la charge de l'électron, M. Millikan et d'autres auteurs sont arrivés à la conclusion que cette charge a une valeur déterminée et invariable ; certains observateurs, cependant, affirment que la charge de l'électron (charge élémentaire) est variable et peut prendre des valeurs extrêmement petites. Devant une telle divergence d'opinions, MM. Schidlof et Karpowicz [2] se proposèrent de determiner la charge élémentaire en observant des gouttes de mercure, produites, non pas d'après la méthode de M. Ehrenhaft [3] (pulvérisation dans l'arc voltaïque), mais par un pulvérisateur (méthode de M. Millikan). Au cours de leurs recherches, ces observateurs remarquèrent un phénomène curieux : tandis que les gouttelettes d'huile de M. Millikan et d'autres auteurs, ainsi que celles de mercure de M. Ehrenhaft restaient parfaitement invariables pendant la durée de l'expérience, les gouttelettes de mercure de MM. Schidlof et Karpowicz semblaient posséder une masse variable : leurs durées de chute sous l'influence de la pesanteur augmentaient constamment et en

[1] Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.

[2] A. Schidlof et A. Karpowicz, *C. R.*, 1914, **158**, p. 1992.

[3] F. Ehrenhaft, *Wien. Akad. Berichte,* 1914, **123**, p. 53.

même temps les durées d'ascension dans le champ électrique diminuaient. La première partie du présent travail expose des recherches entreprises à la suite des expériences de MM. Schidlof et Karpowicz, à l'instigation de M. Schidlof.

Le dispositif expérimental était celui même de MM. Schidlof et Karpowicz (¹), auquel nous avons apporté au fur et à mesure des besoins quelques modifications qui seront signalées dans la suite. On pulvérisait le mercure au moyen d'un pulvérisateur en verre avec un excès de pression d'une demi-atmosphère environ. Le mercure pulvérisé entrait dans un vase de verre, par le fond duquel passait un tube vertical également en verre, dont l'extrémité inférieure aboutissait au condensateur; quelques-unes des particules pulvérisées entraient dans ce tube et tombaient dans l'intérieur du condensateur, dont le plateau supérieur était muni d'un petit orifice, situé sur l'axe du tube. Le condensateur, entièrement en acier, était pourvu de trois petites fenêtres latérales, de forme rectangulaire (0,5×3,0 cm.); par l'une entrait un faisceau de lumière (arc voltaïque produit par un courant alternatif de 25 à 50 ampères), qui, ayant traversé préalablement une épaisse couche d'eau, servait à éclairer la particule. La seconde fenêtre, disposée sous un angle de 90° par rapport à la première, servait à l'observation des particules au moyen d'une lunette, qui pouvait se déplacer tout entière; on n'avait donc pas besoin de changer la mise au point, de sorte que le trajet parcouru par les particules correspondant à la distance de deux fils horizontaux du réticule de la lunette était toujours égal à $L = 0{,}285$ cm. Par la troisième fenêtre entraient les rayons X, utilisés pour produire l'ionisation du gaz. Quoique la lumière de l'arc fut concentrée vers le milieu du condensateur au moyen d'un objectif photographique (diamètre de l'ouverture 2,5 cm.), quelques rayons rencontraient les plateaux du condensateur où ils subissaient une réflexion. Les particules apparaissaient donc comme des points lumineux sur un fond assez clair, ce qui gênait considérablement l'observation des plus petites particules. Afin de parer à cet inconvénient, nous avons noirci l'intérieur du condensateur, à l'exception des

¹) A. Schidlof und A. Karpowicz. *Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 42.

parties centrales des plaques près desquelles on observait les particules. Avec le condensateur non noirci, les particules d'un rayon $a = 1{,}2 \times 10^{-5}$ cm. devenaient déjà invisibles ; après le noircissage, on pouvait, sans aucune difficulté, observer des particules d'un rayon $a = 1{,}0 \times 10^{-5}$ et quelquefois aller même jusqu'à $a = 0{,}65 \times 10^{-5}$. Malheureusement, les surfaces noircies ayant cessé d'être polies, le gaz (en présence du champ électrique) se ionisait sous l'influence des aspérités, et souvent les particules changeaient de charge spontanément, sans l'action des rayons X, ce qui gênait parfois les observations. Le champ électrique était obtenu au moyen d'une batterie de 98 V. fermée sur une grande résistance ; le condensateur était mis en dérivation, ce qui permettait de faire varier rapidement la tension aux bornes du condensateur, un des contacts étant mobile. Pour observer les durées de chute et d'ascension on se servait d'un chronographe, qui permettait d'évaluer jusqu'à 0,05", mais en général on ne notait que les dixièmes de seconde.

Supposons qu'une particule de masse m, de rayon a, de densité σ tombe avec une vitesse v_1 dans un gaz dont le coefficient de viscosité est η ; en exprimant la résistance du gaz au mouvement de la particule d'après la formule de Stokes-Cunningham, on a :

$$mg = \frac{4}{3}\pi a^3 \sigma g = \frac{6\pi a \eta v_1}{1 + Al/a}, \tag{1}$$

où g est l'accélération de la pesanteur ; A, une constante ; l, le chemin moyen des molécules du gaz environnant. Si on établit un champ électrique F (en unités absolues), la particule, dont la charge est e, va monter avec une vitesse v_2 :

$$eF - mg = \frac{6\pi a \eta v_2}{1 + Al/a}. \tag{2}$$

On en déduit aisément la charge e de la particule :

$$e = \frac{2700\sqrt{2}\,\pi\, d\eta^{3/2}(v_1 + v_2)\sqrt{v_1}}{\sqrt{\sigma g}\,(1 + Al/a)^{3/2}} \tag{3}$$

et son rayon a :

$$a = 3\sqrt{\frac{\eta v_1}{2\sigma g(1 + Al/a)}}. \tag{4}$$

V est la tension (en volts); d, la distance entre les plateaux du condensateur. Soit t_1, la durée de chute de la particule; t_2, sa durée d'ascension; L, le parcours de la particule; on peut, évidemment, dans toutes les formules précédentes, effectuer les substitutions

$$v_1 = \frac{L}{t_1}\,; \qquad v_2 = \frac{L}{t_2}$$

afin d'exprimer les vitesses en fonction des grandeurs accessibles à l'expérience. Il est clair que ces formules ne peuvent être appliquées qu'à des particules sphériques et d'une densité connue. On trouvera d'ailleurs des considérations détaillées sur l'emploi de ces formules dans un des mémoires de M. Millikan [1].

Voici maintenant les constantes adoptées pour les calculs : distance des plateaux du condensateur $d = 0{,}5$ cm.; trajet des particules $L = 0{,}285$ cm.; coefficient de viscosité : air $\eta = 1{,}82 \times 10^{-4}$; azote $\eta = 1{,}76 \times 10^{-4}$; chemin moyen des molécules à la pression ordinaire : air $l = 9{,}5 \times 10^{-6}$; azote $l = 10{,}1 \times 10^{-6}$; densité du mercure $\sigma = 13{,}5$; nombre d'Avogadro (nombre de Loschmidt) $N = 6{,}1 \times 10^{23}$; constante des gaz $R = 8{,}32 \times 10^{7}$; température absolue $T = 296°$. Pour le calcul des charges du § 5 on a pris chaque fois la température notée au moment de l'expérience et par conséquent le coefficient de viscosité correspondant à cette température.

Tous les calculs du présent mémoire ont été effectués avec une règle à calcul, seules les charges du § 5 ont été calculées au moyen de logarithmes.

§ 2. *Diminution de la masse des particules de mercure pulvérisé mécaniquement.* — Ainsi qu'il a été dit plus haut, M. Schidlof et Karpowicz ont trouvé que la durée de chute des particules de mercure augmente continuellement tandis que la durée d'ascension diminue; ces auteurs ont publié déjà, à titre d'exemple, quelques protocoles d'observations. Nous nous bornerons donc ici au protocole relatif à l'une des particules les plus variables (Table I).

[1]) R. A. Millikan, *Phys. Zs.*, 1913, **14**, p. 796.

TABLE I

t_1	t_2		N° 110
61.8	—		Durée de l'expérience : 11 minutes
72.8	—		
74.7	—		Charges (positives) calculées :
75.6	—		$e = 14{,}04 \times 10^{-10} = 3 \times 4{,}68 \times 10^{-10}$
113.1	5.2	et	$e = 9{,}42 \times 10^{-10} = 2 \times 4{,}71 \times 10^{-10}$
rayons X			
133.6	6.6		Rayon primitif : $a = 1{,}3 \times 10^{-5}$ cm.
devenue invisible			» final : $a = 0{,}8 \times 10^{-5}$ »

Nous avons observé en tout 102 particules de mercure pulvérisé mécaniquement. Le phénomène sus-indiqué ayant été remarqué sur 91 de ces particules seulement, on peut diviser l'ensemble des particules observées en deux groupes : les particules « variables » et les particules « invariables ». Il n'est pas difficile de prouver que les particules invariables n'étaient pas composées de mercure, c'étaient probablement des poussières. Elles ne constituent que 11 % de la totalité des particules observées. Tandis que les charges des particules variables ne diffèrent pas sensiblement de la charge élémentaire, trouvée par M. Millikan, le calcul des charges des particules invariables, fait en supposant leur densité égale à celle du mercure, conduit *toujours* à des chiffres différents (variant entre $0{,}5 \times 10^{-10}$ et $3{,}4 \times 10^{-10}$), considérablement inférieurs au nombre de M. Millikan ; ce qui indique que ces particules possédaient des densités différentes et plus petites que la densité du mercure. En règle générale, les particules variables pouvaient être observées jusqu'à la durée de chute $t_1 = 130''$ (ce qui correspond au rayon $a = 0{,}8 \times 10^{-5}$) ; des particules d'une durée de chute plus grande n'ont été observées qu'exceptionnellement ; leur observation est très difficile parce qu'elles sont très peu lumineuses. la plus petite particule variable, que nous avons pu voir, avait une durée de chute $t_1 = 190'$ (rayon $a = 0{,}65 \times 10^{-5}$). Tout autres étaient les particules invariables ; les durées de chute des 11 particules invariables étaient : $t_1 = 28$, 35, 60, 138, 163, 172, 226, 250, 393, 445, 457 secondes; le dernier chiffre corres-

pondrait au rayon $a = 0{,}4 \times 10^{-5}$, si l'on suppose la densité égale à celle du mercure. Or, sans aucun doute, de si petites particules sont absolument invisibles avec le système optique que nous avons utilisé. Donc, les rayons des particules invariables étaient en réalité considérablement plus grands que ceux qu'on calcule en supposant $\sigma = 13{,}5$. Il faut donc admettre que leur densité est très différente de celle du mercure. Il importe de remarquer que la luminosité des particules variables diminuait constamment et il arrivait souvent qu'après cinq ou six observations, la particule devenait invisible (voir la particule N° 110, table I). Quant aux particules invariables, leur luminosité était parfaitement constante, et on pouvait les observer sans craindre de les perdre. Enfin, les « mobilités » des particules invariables calculées d'après le mouvement brownien (§ 7) correspondaient à des rayons beaucoup plus grands (en moyenne $a = 4 \times 10^{-5}$) que ceux des particules variables calculées de la même façon. Tout cela prouve que les particules invariables étaient relativement grandes et possédaient une faible densité. Il est probable que ces particules étaient des poussières appartenant à la substance dont le condensateur était noirci : la pulvérisation produisait à l'intérieur du condensateur des tourbillons qui pouvaient arracher de telles particules (nous n'avons jamais observé des particules invariables avec un condensateur non noirci). En général, les propriétés de ces particules invariables se rapprochent de celles des particules de M. Ehrenhaft. Dans la suite de notre exposé, il ne sera question que des particules *variables*.

Examinons les formules (1) et (2) pour trouver les facteurs qui pourraient augmenter la durée de chute t_1 et en même temps diminuer les durées d'ascension t_2. Il est aisé de voir que ces facteurs ne sont qu'au nombre de deux : la densité σ et le rayon a, tout changement des autres quantités ferait varier t_1 et t_2 dans le même sens. Mais il est impossible d'admettre un changement de densité : la charge étant proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{\sigma}}$, toute variation de la densité entraînerait une variation apparente de la charge proportionnelle à $\frac{1}{t_1}$ (en vertu de la formule (1)), ce qui n'a pas été observé. Il n'y a donc qu'une dimi-

nution du rayon qui peut expliquer le phénomène. On peut en donner une preuve, tirée de l'étude du mouvement brownien. Dans le § 7 nous déduirons la formule (15) de laquelle il résulte qu'une diminution du rayon doit entraîner une augmentation du carré moyen des déplacements browniens u^2. Nous avons pris les quatre particules qui ont été soumises au plus grand nombre d'observations; chaque série d'observations a été divisée en deux groupes et la quantité u^2 a été calculée pour chaque groupe à part, de sorte que pour chaque particule on a obtenu deux valeurs de u^2, correspondant à deux durées de chute différentes. On voit d'après la table II qu'à l'augmentation des

Table II

N°	t_1	$u^2 \times 10^6$	N°	t_1	$u^2 \times 10^6$
80	41.4 61.2	1.66 3.11	58	57.9 93.7	3.59 4.92
32	59 3 73.2	2.55 3.07	45	87.9 109.3	4.32 5.95

durées de chute correspond une augmentation des u_2, c'est-à-dire une diminution des rayons. En d'autres termes, la masse des particules diminue constamment : elles semblent s'évaporer.

Pour obtenir une expression qui puisse servir de mesure pour la variation de la masse, utilisons la formule (1) et l'égalité $m = \frac{4\pi a^3 \sigma}{3}$; posons $1 + A l/a = k$; pour de petites variations de t_1 on peut admettre $k =$ const. En éliminant a, on trouve :

$$m = \mathrm{M} \frac{1}{t_1^{3/2}},$$

où

$$\mathrm{M} = \frac{9\sqrt{2}\,\pi}{\sigma^{1/2}} \left(\frac{\eta \mathrm{L}}{gk}\right)^{3/2} = \text{const}.$$

En désignant le temps (durée de l'expérience) par τ, on a pour la variation absolue de la masse :

$$\frac{dm}{d\tau} = -\frac{3}{2} \mathrm{M} \frac{1}{t_1^{5/2}} \frac{dt_1}{d\tau} \tag{5}$$

et pour la variation relative de la masse :

$$\frac{1}{m}\frac{dm}{d\tau} = -\frac{3}{2}\frac{1}{t_1}\frac{dt_1}{d\tau}. \tag{6}$$

La quantité :

$$P = \frac{3}{2}\frac{1}{t_1}\frac{dt_1}{d\tau} \times 100 = \frac{3}{2}\frac{1}{t_1}\frac{\Delta t_1}{\tau_2 - \tau_1} \times 100 \tag{7}$$

(où Δt_1 est la variation de la durée de chute pendant l'intervalle de temps $\tau_2 - \tau_1$), a été adoptée comme mesure de la variation *relative* de la masse. Posons encore :

$$K = \frac{P}{\sqrt{t_1}}.$$

On verra plus loin que cette quantité K représente le coefficient de la variation *absolue* de la masse.

Le phénomène de la diminution de la masse est d'une extrême irrégularité, comme on le voit d'après la table III. Il serait trop long de rapporter toutes les quantités P qui ont été calculées; nous nous bornerons au groupe des plus petites particules, dont les rayons primitifs variaient entre $a = 1{,}3 \times 10^{-5}$ et $a = 0{,}9 \times 10^{-5}$; les quantités P et K se rapportent à une minute; la table III contient aussi les durées de chute primitives de chaque particule.

Table III

N°	t_1	P	N°	t_1	P
21	60.0	2.0	46	78.0	7.3
110	61.8	13.8	52	78.5	2.0
51	64.4	0.0 (1)	82	80.6	3.5
50	67.8	2.0	45	81.9	3.0
42	68.7	10.2	33	97.4	4.4
22	73.0	2.7	86	98.0	3.3
84	73.8	2.25	43	106.9	0.0 (1)
49	74.2	0.0 (1)	59	108.0	3.5
83	77.1	14.9	85	110.6	6.8

1) P = 0,0 signifie que la variation de masse de la particule était très lente.

Il résulte de la table que certaines particules perdent jusqu'à 15 % de leur masse en une minute, tandis que d'autres restent presque inchangées. Mais si on prend les moyennes des P pour des particules qui ont à peu près la même grandeur et si on en déduit les quantités K, on arrive à un résultat remarquable, que *la variation relative de la masse est inversément proportionnelle au rayon de la particule*. En effet, les données de la table IV démontrent que la *quantité* K ne semble pas dépendre du rayon et qu'elle *est une constante* [1] : on a en moyenne

$$K = \frac{P}{\sqrt{t_1}} = 0{,}424 \ ,$$

d'où il résulte que P est directement proportionnelle à $\sqrt{t_1}$, c'est-à-dire inversément proportionnelle au rayon, en vertu de la formule (4) [2].

Table IV

Rayon moyen primitif $a \times 10^5$	5.0	4.1	3.1	2.7	1.6	1.4	1.2	1.0
Variation relative moyenne P	0.97	1.14	1.41	1.98	2.97	1.84	4.26	3.76
Variation absolue moyenne K	0.48	0.40	0.40	0.47	0.45	0.30	0.51	0.39

Chaque groupe de la table IV ne renferme que 10-15 particules ; en outre, pour les plus petites particules, il a fallu se contenter souvent de 5-6 observations plus ou moins altérées par le mouvement brownien (pour une particule de $t_1 = 130''$ l'écart brownien peut atteindre $15''$ et même $20''$) ; l'accord des valeurs de K de la table est donc très bon.

On a, en vertu des expressions (5) et (7) et de la définition de K :

$$\frac{dm}{d\tau} = - \frac{MK}{t_1} = \frac{\text{const}}{t_1} \ , \tag{8}$$

[1]) En réalité K ne peut pas être rigoureusement constant, la correction de Cunningham k étant variable ; mais, pour les particules étudiées, la variation n'excède pas 25 %.

[2]) Ici et dans la plupart des autre cas, où on a pris des moyennes, le nombre d'observations a été adopté comme poids du chiffre correspondant.

K étant une constante. Comme le rayon a est proportionnel à $\frac{1}{\sqrt{t_1}}$, on a pour la surface S de la particule : $S = \frac{\text{const}}{t_1}$. L'expression (8) peut, en conséquence, être transformée de la façon suivante :

$$\frac{1}{S}\frac{dm}{d\tau} = KC = \text{const} , \qquad (9)$$

où C est une constante. Le nombre K est donc le coefficient de la variation absolue de la masse, car il est proportionnel à la quantité de mercure perdue par l'unité de surface de la particule dans l'unité de temps. *La diminution de la masse des particules est donc proportionnelle à leur surface; la quantité de mercure, perdue par l'unité de surface des particules est une constante indépendante de la masse.* On peut donc supposer que la cause de la variabilité des particules réside non pas dans leur structure intérieure, mais dans l'action des forces extérieures (§ 4).

La correction de Cunningham k a été supposée constante; en réalité, les grandes particules doivent perdre un peu plus que les petites. En adoptant pour le coefficient K la valeur 0,42, et pour le rayon $a = 1{,}0 \times 10^{-5}$, on trouve, d'après les formules précédentes, que la perte en grammes par cm² et par seconde, est égale à

$$\frac{1}{S}\frac{dm}{d\tau} = 3{,}05 \times 10^{-8} \frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2 \times \text{sec.}} ;$$

de même pour des très grandes particules ($a \sim 20 \times 10^{-5}$; $k = 1$) on a :

$$\frac{1}{S}\frac{dm}{d\tau} = 4{,}1 \times 10^{-8} \text{ gr.}$$

Ces chiffres n'ont pas, comme on le verra, une signification absolue, mais dépendent de la pureté du mercure et du signe de la charge.

La variation du rayon peut être déduite de la formule (4) :

$$\frac{da}{d\tau} = - K \sqrt{\frac{\eta L}{2 g \sigma k}} = \text{const.} \qquad (10)$$

En supposant $k = \text{const}$, on trouve que la variation du rayon est indépendante de la masse. En effectuant le calcul on trouve

pour une particule de rayon $a = 1,0 \times 10^{-5}$, la variation en une seconde :

$$\frac{da}{d\tau} = 2,3 \times 10^{-9} \frac{\text{cm.}}{\text{sec.}}$$

et pour de grandes particules ($k = 1$) :

$$\frac{da}{d\tau} = 3,1 \times 10^{-9} .$$

On comprendra maintenant pourquoi les longues observations de petites particules sont impossibles. En admettant que les particules avec un rayon $a = 0,6 \times 10^{-5}$ sont déjà absolument invisibles, on calcule facilement qu'il est impossible d'observer pendant plus de 30 minutes une particule de rayon primitif $a = 1,0 \times 10^{-5}$.

Le degré de pureté du mercure a une influence considérable sur la rapidité de la diminution de la masse. Quatre espèces de mercure ont été étudiées : 1° du « mercure distillé » ; 2° du « mercure pur », purifié avec de l'acide nitrique ; 3° du « mercure impur », contenant une certaine quantité d'oxydes ; 4° du « mercure amalgamé » par de l'étain et du cuivre. Si l'on calcule les moyennes des K pour chaque espèce de mercure, on arrive aux chiffres résumés dans la table V, qui prouvent que la pureté du

Table V

Espèce de mercure	K	% de particules négatives
Hg distillé . .	0.47	15
Hg pur	0.30	50
Hg impur . . .	0.34	60
Hg amalgamé	0.21	100

mercure favorise la diminution de la masse [1]. Il faut encore remarquer qu'avec du mercure plus pur, le phénomène devenait plus régulier, c'est-à-dire les écarts des valeurs de K de la

[1] Les particules de mercure contenant de l'étain dans une très forte proportion semblaient être absolument invariables (§ 12). D'après M. Moissan, $1/_{1000}$ de zinc ou de plomb arrête complètement l'évaporation du mercure. (*Traité de chimie,* t. V).

moyenne étaient plus petits. Ainsi, *la rapidité et la régularité de la diminution de la masse dépendent du degré de pureté du mercure.* Cela indique, croyons-nous, que la valeur de la quantité K est déterminée par le caractère de la surface des particules : plus le mercure est pur, plus il y a de probabilité que les couches superficielles de toutes les particules aient la même constitution. Cette supposition est confirmée par le fait que la diminution de la masse dépend du signe de la charge des particules (on sait que la charge a une grande influence sur les propriétés capillaires des liquides). On trouve en moyenne pour les particules chargées positivement : K = 0,46 ; pour les particules négatives : K = 0,27. *La charge positive favorise la diminution de la masse,* ce qui peut être en partie (mais seulement en partie) expliqué par le fait que *plus le mercure est pur, plus il se forme de particules positives* pendant la pulvérisation. On trouvera le pourcentage des particules négatives pour chaque espèce de mercure dans la table V. Le chiffre indiqué pour le mercure distillé (15 %) est sûrement trop fort, parce que pour cette espèce de mercure il a fallu rechercher exprès les particules négatives, tellement elles étaient rares. On trouve une confirmation de ces faits dans les recherches de M. Lenard ([1]) ; ce savant a trouvé que le signe de l'électrisation par le frottement des gouttes de différents liquides se trouve en relation avec le degré de pureté du liquide. De même, M. Becker ([2]) est arrivé à la conclusion que les gouttes de mercure pur sont chargées toujours positivement. Enfin, d'après M. Joffé ([3]), dans l'arc voltaïque, entre des électrodes métalliques, plongés dans de l'azote sec et pur, il ne se forme que des particules positives. On peut donc supposer que des particules de mercure absolument pur devraient être toutes positives et perdre leur masse d'une façon uniforme et rapide.

En résumé, on peut dire que : *les particules de mercure possèdent une masse variable; la diminution de la masse est proportionnelle à la surface, dont les propriétés déterminent la marche du phénomène.*

[1]) Lenard, *W. A.*, 1892, **46**, p. 584.
[2]) A. Becker. *Ann. Ph.*, 1909, **29**, p. 909.
[3]) A. Joffé, *Münch. Akad. Berich.*, 1913, p. 17.

§ 3. *Diminution apparente de la charge avec le temps.* — A côté du phénomène de la diminution de la masse on en a remarqué encore un autre. Lorsque la particule pouvait être observée pendant un temps suffisamment long, les charges qui résultaient des calculs tendaient à diminuer. Par exemple, pour la particule N° 58 (durée de l'expérience 110 secondes) on a calculé les charges indiquées dans la table VI (on y trouvera aussi les

TABLE VI

t_1	$e \times 10^{10}$	t_1	$e \times 10^{10}$
57.9	4.62	75.6	4.55
59.1	4.69	77.2	4.47
60.2	4.53	84.2	4.38
65.9	4.40	93.7	4.08
69.5	4.66	109.0	3.74

durées de chute correspondant à chaque charge). Pendant la première heure les charges sont approximativement égales (variation de la durée de chute de 20 %), mais à partir d'un moment donné, les charges commencent à diminuer avec une rapidité croissante (variation de la durée de chute de 57 %). Il est à remarquer que le moment où commence la décroissance des charges coïncide, dans la plupart des cas, avec celui où la diminution de la masse s'accélère (pour la particule N° 58 à partir de $t_1 = 69.5$). Il serait difficile d'admettre que la charge diminue réellement, et que ce phénomène soit en connexion avec les dimensions du rayon (M. Ehrenhaft croit que la valeur de la charge élémentaire dépend du rayon). En effet, dans la table VII, on a réuni toutes les charges calculées pour des particules dont les durées de chute étaient contenues entre $t_1 = 100''$ et $t_1 = 110$ [1], c'est-à-dire pour toutes les particules dont le rayon était égal à peu près à $a = 0.9 \times 10^{-5}$. Dans la colonne τ on a indiqué les intervalles de temps écoulés depuis le commencement de l'expérience, peu après la pulvérisation. Il en résulte, que la charge calculée diminue avec le temps, indépendamment

[1]) On été exclues les particules N° 59 à cause de l'incertitude de sa charge; N° 45 à cause de l'invariabilité de ses charges.

du rayon, car au commencement de toutes les expériences la charge ne diffère jamais notablement du nombre de Millikan, quel que soit le rayon. *La diminution apparente de la charge est donc une fonction non pas du rayon, mais du temps écoulé depuis la pulvérisation,* en d'autres termes, du processus de la diminution de la masse. On peut donc admettre que la variation de la masse produit de tels changements de la particule qu'une même formule avec les mêmes constantes ne peut pas être appliquée à l'expérience dans toute sa durée.

TABLE VII

N°	$e \times 10^{10}$	τ	N°	$e \times 10^{10}$	τ
47	5.00	0	52	4.20	25
43	4.69	0	81	3.74	40
85	4.64	0	44	3.91	65
33	4.05	10	21	3.56	75
41	4.31	20	58	3.74	110

Pour l'étude du phénomène, on peut se contenter des valeurs relatives des charges (les données de la table VII sont en valeurs absolues). Les charges e ont été calculées d'après la formule (3) mais en négligeant la correction de Cunningham, c'est-à-dire en supprimant le terme $\mathrm{A}l/a$ vis-à-vis de l'unité ; les chiffres obtenus de cette façon croissent naturellement en même temps que le rayon diminue. Posons :

$$e_{f=0} = e_0(1 + \mathrm{A}l/a)^{3/2} \qquad (e_0 = 4{,}774 \times 10^{-10},\ \mathrm{A} = 0{,}815)\ ;$$

$$b = \frac{e - e_{f=0}}{e_{f=0}} \times 100\ ;\ \Delta = b_2 - b_1\ ,$$

b_1 se rapportant au commencement de l'expérience b_2, à la fin. Si la diminution apparente de la charge n'existait pas, on aurait toujours : $\Delta = 0$; $b > 0$ (parce que la vraie valeur de A est $\mathrm{A} = 0{,}87$, et non pas $\mathrm{A} = 0{,}815$). En réalité les choses se sont passées autrement : au commencement de l'expérience on avait $b_1 > 0$ dans 35 cas ; $b_1 < 0$ dans 9 cas, en moyenne $b_1 = +0{,}9$. Vers la fin de l'expérience, on avait $b_2 > 0$ dans 9 cas, $b_2 < 0$ dans 28 cas ; en moyenne $b_2 = -7{,}0$. Pendant la durée de

l'expérience, la charge semblait diminuer en moyenne de 8 %. En désignant le temps (durée de l'expérience) par τ, la quantité Δ/τ fournit la mesure de la vitesse de diminution apparente de la charge. Nous nous bornerons à citer les nombres Δ/τ pour le groupe des plus petites particules (comparer avec la table III). Le phénomène est non moins irrégulier que celui de la diminution de la masse; de plus, son étude exige des observations très prolongées, souvent impossibles à réaliser; c'est pourquoi on n'a pu utiliser que 40 % du nombre total des particules observées. Il est certain que pour élucider complètement le phénomène de la diminution apparente de la charge il faudrait observer quelques centaines de particules.

Table VIII

N°	Δ/τ	N°	Δ/τ
21	−0.29	52	+0.12
28	−0.32	82	−0.94
50	+0.24	45	−0.03
42	−0.56	86	+0.03
22	−0.09	33	0.00
84	−0.52	59	+0.26
46	−1.17	85	−1.81

Si l'on divise les particules en trois groupes selon leurs dimensions, on trouve que *la diminution apparente relative de la charge est plus forte pour les plus petits rayons* (table IX). Il est impossible de trouver au moyen de ces trois chiffres la forme exacte de la relation entre Δ/τ et le rayon (ou la durée de chute), mais il est évident que la marche générale du phénomène a le même caractère que la diminution de la masse.

Table IX

Rayon moyen $a \times 10^5$	Δ/τ
3.2	−0.09
1.9	−0.15
1.0	−0.35

Le degré de pureté du mercure a une forte influence sur la diminution apparente de la charge, comme le prouvent les données de la table X. En outre, la pureté du mercure régularise le phénomène : plus le mercure est pur, moins il y a de particulés dont la charge ne varie pas (table X). On a donc constaté que *la rapidité et la régularité de la diminution apparente de la charge augmentent en même temps que la pureté du mercure.*

TABLE X

Espèce de mercure	Δ/τ	% des particules dont la charge diminuait
Hg distillé ..	-0.42	92
Hg pur	-0.12	90
Hg impur ...	-0.16	70
Hg amalgamé	-0.02	50

Il sera démontré (§ 4) que la diminution apparente de la charge est probablement due à une petite variation de la densité moyenne (et peut-être de la forme) des particules. *La densité moyenne (et la forme) des particules de mercure pulvérisé mécaniquement sont donc variables* au cours d'une même expérience.

§ 4. *Hypothèses concernant la diminution de la masse et la diminution apparente de la charge des particules.* — Ces deux phénomènes doivent être en relation étroite, étant en tout point analogues : ils sont extrêmement irréguliers; ils s'accentuent pour les plus petites particules; à partir d'un moment déterminé, leur rapidité croît; la pureté du mercure augmente la rapidité et la régularité des deux effets ; enfin, les plus grandes diminutions apparentes de la charge ont été observées sur les particules dont la variation de masse était particulièrement grande (table XI; les particules ont été divisées en trois groupes suivant la grandeur de la diminution apparente de la charge; pour chaque groupe on a calculé la moyenne de Δ/τ et le coefficient K moyen de la diminution de la masse). Il faut donc chercher une explication commune pour les deux phénomènes.

Table XI

K	Δ/τ
0.23	0.00
0.53	−0.27
0.66	−1.00

Nous avons fait quelques expériences pour préciser la cause de la variabilité des masses des particules. En premier lieu on a supposé qu'au moment de la commutation du champ électrique, la particule éprouve un choc sous l'action duquel une partie de sa masse peut être perdue. Cette idée, à vrai dire peu vraisemblable, n'a pas été confirmée. L'influence de la lumière et de la température a été examinée de la façon suivante : on suspendait la particule (en établissant un champ électrique tel que $eF = mg$) et on déterminait sa vitesse de chute tous les cinq ou dix minutes; pendant un intervalle de cinq ou de dix minutes on laissait agir la lumière, pendant l'intervalle suivant on faisait de l'obscurité, et ainsi de suite. Le résultat fut que l'influence de la lumière avait fait augmenter le coefficient de la diminution relative de la masse 12 fois, diminuer 8 fois et laissé sans changement 3 fois. Il s'en suit que la lumière ne peut avoir qu'une faible influence sur le phénomène en question. L'influence de l'échauffement produite par le faisceau éclairant a été examinée d'une façon similaire. Pendant un intervalle de temps la lumière passant par deux cuves dont l'une était remplie de pétrole et l'autre d'une solution de $CuSO_4$; pendant l'intervalle suivant les cuvettes étaient éloignées, et ainsi de suite. L'action des liquides absorbants diminuait l'élévation de la température à l'intérieur du condensateur de 4° à 1°, comme l'ont démontré des observations faites avec un thermomètre dont le très petit réservoir préalablement noirci était placé au milieu du condensateur à l'endroit où l'on observait les particules. Le résultat fut aussi indéterminé que pour l'action de l'éclairage. *L'énergie rayonnante, apportée dans le gaz de l'extérieur ne joue pas un rôle prépondérant pour la diminution de la masse des particules.*

Par contre, le mouvement des particules a une influence

marquée sur le phénomène. Pendant un temps la particule restait en suspension, pendant le temps suivant on l'obligeait, en faisant varier le champ électrique, à se mouvoir avec la plus grande vitesse possible. Le résultat fut le suivant : le mouvement avait accéléré la diminution de la masse 23 fois, n'avait pas produit d'effet 1 fois, et avait ralenti la diminution de la masse 8 fois. Encore les diminutions étaient elles extrêmement petites. On avait par exemple pour la particule N° 113 successivement : *repos :* P = 0,05 ; *mouvement :* P = 1,70 ; *repos :* P = 0,75 ; *mouvement :* P = 3,48. L'effet devient encore plus prononcé, si l'on calcule le coefficient moyen K pour les périodes de repos et pour celles de mouvement de toutes les particules examinées. On trouve : *repos :* K = 0,25 ; *mouvement :* K = 0,57. *La perte de masse est deux fois plus grande pour les particules en mouvement, que pour les particules immobiles.*

En ce qui concerne la diminution apparente de la charge, il suffit d'examiner la formule (3) pour voir que ce phénomène ne peut être expliqué que par une petite diminution de la densité moyenne de la particule vers la fin de l'expérience, ou par une petite variation de sa forme. En utilisant les données du paragraphe précédent on calcule aisément qu'une variation de 15 % en moyenne de la densité (environ $^1/_2$ % par minute) suffirait pour expliquer le phénomène ; il est évident qu'on peut réduire considérablement ce chiffre en admettant en outre une variation (même très légère) de la forme.

Le fait que la diminution de la masse n'est pas notablement influencée par la lumière et la chaleur, ne permet pas de croire à une évaporation dans le sens ordinaire du mot, d'autant plus que le gaz, à l'intérieur du condensateur, était saturé de vapeurs de mercure et qu'il serait difficile d'expliquer de cette façon la variation de la densité (et de la forme). L'idée émise par MM. Schidlof et Karpowicz [1], que la masse des particules diminue sous l'action du frottement du gaz environnant, pourrait, croyons-nous, servir de point de départ à une explication commune des phénomènes étudiés dans les paragraphes 2 et 3 en ce que cette explication fait intervenir la viscosité du liquide

[1]) A. Schidlof et Karpowicz, *Phys. Zs.*, 1915, p. 42.

qui joue certainement un rôle important. Il a été démontré que l'énergie rayonnante de l'arc n'est pas la cause principale des phénomènes en question ; en conséquence il est probable que l'énergie nécessaire pour l'éloignement d'une partie de la masse des particules doit être empruntée à l'énergie interne du gaz environnant. Sous l'action des chocs innombrables avec les molécules du gaz, l'équilibre de la surface des gouttes est troublé; la particule perdrait alors une partie de sa masse. L'équilibre de la particule tendrait à se reconstituer après chaque perte de masse et la densité tendrait à rester invariable ; mais à cause de la diminution du rayon le rapport de la surface à la masse augmente ce qui équivaut à une augmentation de l'effet du bombardement moléculaire. Il arriverait donc un moment où l'équilibre de la particule ne pourrait plus se rétablir ; la désagrégation de la particule s'accélèrerait jusqu'à ce qu'elle soit détruite complètement par le bombardement moléculaire. La rupture définitive de l'équilibre semblerait se produire au moment où la diminution de la masse subit une accélération brusque et elle coïncide avec le commencement de la diminution apparente de la charge. Il est en effet facile de concevoir que la désagrégation rapide de la particule peut influencer sur sa densité moyenne et même sur sa forme. Les données de la table XI et du § 2 permettent de calculer que la particule ne pourrait perdre plus de 2×10^{-8} gr. par cm^3 et seconde ($\Delta\ \tau = 0$), sans que son équilibre soit définitivement détruit.

Notons encore que les dimensions limites des particules de mercure qui ont été observées coïncident avec l'épaisseur critique des couches capillaires (environ 6×10^{-6} cm.). On comprend également que les forces de viscosité du liquide tendent à s'opposer à la déformation des gouttes, ce qui explique que des gouttes d'huile de même grosseur sont beaucoup plus stables que des gouttes de mercure.

Evidemment cette explication n'exclut pas la possibilité d'une faible évaporation des particules. On peut même se demander si pour de si petites particules toute évaporation ne s'accompagnerait pas d'une désagrégation sous l'influence du bombardement moléculaire. On trouvera des considérations

plus détaillées dans le mémoire de MM. Schidlof et Karpowicz.

On ne peut pas affirmer avec une certitude absolue que l'explication qu'on vient de lire soit exacte, le nombre d'observations et d'expériences dont on dispose étant insuffisant. Mais en tous cas elle permet de se rendre compte de la diminution rapide de la masse et de la proportionnalité de cette diminution à la surface des particules; de la diminution apparente de la charge; de l'irrégularité des phénomènes et l'importance des propriétés de la couche superficielle de la particule (cette couche étant la défense principale de la particule contre l'effet destructeur du bombardement moléculaire, de sorte qu'une petite modification de la structure de la couche peut fortement influencer la marche de la désagrégation); de l'accélération du phénomène à partir d'un certain moment; enfin, de l'influence de la viscosité du liquide et celle du mouvement de la goutte. A ce dernier point, on pourrait objecter que la vitesse moyenne du mouvement brownien étant de beaucoup supérieure à la vitesse du mouvement visible de la particule, cette dernière ne pourrait influencer la marche des phénomènes. Mais on ne doit pas oublier qu'à côté des vitesses « moyennes » des molécules existent aussi de petites vitesses; il y a donc des moments où l'influence de la vitesse du mouvement visible peut se faire sentir. Dans le § 10 on trouvera une influence tout à fait similaire de la vitesse visible des particules sur leur « mobilité », calculée par le mouvement brownien. Pour élucider complètement la question, on devrait effectuer des observations sur des particules de différentes substances dans des gaz différents en faisant varier la température et la pression. Nous devons encore ajouter que d'après une remarque de M. Schidlof, la densité moyenne des particules pourrait également être diminuée par l'absorption graduelle à leur surface du gaz environnant.

Il est évident que dans des cas rares, quoique possibles, la désagrégation de la particule peut se produire d'une manière extraordinairement rapide. Nous avons pu observer deux particule pareilles (N° 91 et N° 143). La table XII contient le protocole d'observations complet de la particule N° 143 (mélange d'étain et de mercure). On y trouvera les durées de chute t_1,

les durées d'ascension t_2 et les nombres n des charges élémentaires, ainsi que les rayons apparents a, les densités apparentes σ et les masses m, calculés dans la supposition $e = 4{,}77 \times 10^{-10}$. Comme on le voit, au commencement de l'expérience, la désagrégation de la particule se manifestait comme d'habitude par une rapide diminution de la masse, accompagnée d'une certaine variation de la densité. Mais à

TABLE XII

t_1	t_2	
12.6	9.6	$n = 7$; $a = 3{,}06 \times 10^{-5}$
12.7	9.4	$\sigma = 7{,}95$; $m = 9{,}58 \times 10^{-13}$
12.5	—	
12.5	—	
12.7	—	
	rayons X	
14.8	7.8	
19.6	7.2	$n = 6$
23.0	7.0	
	rayons X	
26.1	7.8	$n = 5$
	rayons X	
		$n = 4$; $a = 2{,}71 \times 10^{-5}$
31.1	10.8	$\sigma = 4{,}04$; $m = 3{,}29 \times 10^{-13}$
66.8	9.0	$n = 4$; $a = 2{,}69 \times 10^{-5}$
		$\sigma = 1{,}52$; $m = 1{,}52 \times 10^{-13}$
69.8	—	
	rayons X	
70.0	13.2	$n = 3$; $a = 2{,}87 \times 10^{-5}$
79.2	14.0	$\sigma = 1{,}47$; $m = 1{,}48 \times 10^{-13}$
76.1		

partir de la durée de chute $t_1 = 26{,}1$ la marche du phénomène se modifie : ce n'est pas tant la masse de la particule qui varie que sa densité ; on peut supposer qu'à ce moment-là l'équilibre de la particule a été définitivement rompu sous l'influence des chocs moléculaires. La particule étant maintenant complètement désagrégée, sa densité moyenne devient très faible, ce qui indique que la particule n'existe plus probablement à l'état d'une goutte liquide, mais qu'elle est composée d'un amas de

forme irrégulière des débris de la goutte détruite. On remarquera que le rayon apparent tend à s'augmenter vers la fin de l'expérience, ce qui est peut-être dû à l'affaiblissement graduel des liens qui réunissent les diverses parties de la particule déformée.

Nous ne voyons, pour cette particule extraordinaire, aucune autre explication que celle de la destruction par le bombardement moléculaire.

M. Ehrenhaft [1] remarque, que ni lui ni d'autres observateurs n'ont jamais pu observer des particules de mercure de masse variable. Les particules pulvérisées dans l'arc sont en effet de masse invariable (§ 6), mais en ce qui concerne les particules pulvérisées mécaniquement, nous ne croyons pas que quelqu'un ait observé des particules suffisamment petites, à l'exception de MM. Schidlof et Karpowicz et nous-même. M. Joffé [2] indique qu'il a observé des particules de mercure mais sans donner de plus amples renseignements; M. Millikan [3] a publié deux protocoles de très courtes observations sur de grandes particules de mercure; dans l'un d'eux on remarque la variabilité de la particule (durées d'ascension); l'autre particule est si grande (rayon de l'ordre de grandeur 10×10^{-5}), que la variation ne pouvait pas être constatée dans un espace de temps aussi court. Par contre, M. Millikan consacre tout un chapitre à la variabilité des particules de différents liquides, notamment de diverses huiles, même de l'huile de ricin, et de glycérine (voir par exemple la particule N° 1 de M. Millikan). Quant à la diminution apparente de la charge on la retrouve, pour la plupart des particules d'huile de M. Millikan, notamment pour les N°s 8, 12, 15, 16, 20, 21, 29, 32, du mémoire cité et dans les N°s 1, 41, 48, 53 d'un autre [4], de même que dans les protocoles non encore publiés des observations de M. Schidlof et de Mlle Murzynowska [5]. Nous profitons de l'occasion pour témoigner notre reconnaissance à M. Schid-

[1] F. Ehrenhaft, *Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 227.

[2] A. Joffé, *l. c.*

[3] R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1911, **32**, p. 349.

[4] Idem, *ibid.*, 1913, **2**, p. 109.

[5] A. Schidlof et J. Murzynowska, *C. R.*, 1913, **156**, p. 304. Ces protocoles ont été publiés partiellement dans les *Archives*. (décembre 1915).

lof qui a mis à notre disposition les protocoles de toutes les observations antérieures faites avec le même dispositif que les présentes expériences.

On serait donc porté à croire que la diminution de la masse et la variation de la densité moyenne des particules sont des propriétés communes à toutes les particules liquides ; et si, pour les particules de mercure les phénomènes sont particulièrement marqués, c'est peut-être grâce aux propriétés capillaires et à la viscosité relativement faible de ce corps, ou grâce à d'autres causes encore inconnues. En tout cas, il serait bien difficile de dire quelles sont les propriétés physiques des gouttes dont le rayon s'approche de la grandeur des couches actives capillaires.

§ 5. *Détermination de la charge élémentaire.* — Il a été démontré dans les paragraphes précédents que la masse, la densité (et la forme) des particules de mercure sont variables ; en outre des observations prolongées sont le plus souvent impossibles ; c'est pourquoi une détermination exacte de la charge élémentaire avec ces particules est extrêmement difficile [1]. Nous avons observé en tout 248 charges différentes (dont 46 fois la charge élémentaire), mais nous n'avons pu en utiliser que 30 pour le calcul définitif : on devait se borner aux particules peu variables et aux observations faites au commencement de chaque expérience, vu la diminution apparente de la charge vers la fin de l'expérience ; en outre on n'utilisa que les charges pour lesquelles on n'avait pas moins de quatre durées d'ascension observées.

La constante A de la correction de Cunningham avait été déterminée de deux manières différentes. On a calculé ce nombre pour chaque charge séparément d'après la formule $e = e_0 (1 + Al/a)^{3/2}$, où e est la charge calculée d'après la formule de Stokes, $e_0 = 4{,}774 \times 10^{-10}$ (nombre de Millikan). On trouva de cette façon en moyenne A = 0,850. Indépendamment de cela, A fut déterminé d'après la méthode graphique de Millikan, ce qui amena à la valeur A = 0,876. On a adopté pour

[1]) Conf. égalem. A. Schidlof et A. Karpowicz, *Phys. Zs., l. c.*

les calculs la valeur A = 0,87 ([1]), la seconde méthode étant plus précise et n'impliquant pas une valeur connue de e_0. On sait qu'en déterminant la valeur de A d'après la méthode graphique, on doit trouver une ligne droite, si A est vraiment une constante. En réalité nous avons obtenu une ligne quelque peu concave, ce qui indique, comme cela a été déjà trouvé par M. Millikan et d'autres, qu'il faut ajouter encore un terme au facteur de Cunningham. Nous avons renoncé à cette correction, les observations n'étant pas suffisamment précises. Il faut encore remarquer, comme nous l'a indiqué M. Schidlof, que la valeur de A étant déterminée par le caractère des chocs des molécules gazeuses, on ne peut pas être sûr que A possède la même valeur pour toutes les particules. Il est intéressant à noter que la valeur de A que nous avons trouvée pour les gouttes de mercure s'accorde (peut-être par hasard) avec la valeur trouvée pour les gouttes d'huile par M. Millikan et par M. Schidlof et Mlle Murzynowska.

Les charges variaient de $e_0 = 4{,}327 \times 10^{-10}$ à $e_0 = 4{,}936 \times 10^{-10}$; on a en moyenne :

$$e_0 = \mathbf{4{,}675} \times 10^{-10} .$$

Ce chiffre ne diffère que de 2,1 % du nombre de Millikan et de 1,4 % du nombre de M. Schidlof et Mlle Murzynowska, ce qui est dans la limite des erreurs possibles ([2]).

§ 6. *Expériences avec du mercure pulvérisé dans l'arc; question des sous-électrons.* — Aucune des 248 charges calculées n'était sensiblement inférieure au nombre de Millikan ([3]) ; il a été démontré au § 4 que la petite diminution de la charge vers la fin de l'expérience n'est qu'apparente. On peut donc affirmer que la charge élémentaire des particules de mercure pulvérisé mécaniquement coïncide avec la charge élémentaire observée par M. Millikan et ne dépend pas du rayon; *on ne trouve pas*

[1]) Conf. égalem. A. Schidlof et J. Murzynowska, *l. c.*

[2]) Si l'on prend la moyenne de toutes les premières charges, observées sur chaque particule, on trouve $e_0 = 4{,}60 \times 10^{-10}$.

[3]) A l'exclusion de la particule N° 59 (v. les protocoles d'observations), qui d'ailleurs étant de mercure amalgamé, c'est-à-dire d'une densité quelque peu incertaine.

de sous-électrons. Comparons maintenant ces particules avec celles observées par M. Ehrenhaft (pulvérisation dans l'arc).

Mercure pulvérisé mécaniquement	*Mercure pulvérisé dans l'arc*
Electrons de Millikan.	Sous-électrons.
La charge ne dépend pas du rayon.	La charge diminue avec le rayon.
Les charges calculées d'après le mouvement brownien ne diffèrent pas de celles calculées d'après la formule de Stokes-Cunningham (v. IIe partie).	Les deux méthodes conduisent à des résultats absolument différents.
Masse, densité ou forme variables	Masse, densité, forme invariables.
Le carré moyen des écarts browniens est égal en moyenne à $u^2 = 3{,}19 \times 10^{-6}$ (v. § 12).	Le carré moyen des écarts browniens est égal en moyenne à : $u^2 = 1{,}25 \times 10^{-6}$ (§ 9).
La « mobilité » des particules croît si le rayon diminue (§ 12).	La « mobilité » des particules décroît si le rayon diminue (§ 9).

On voit que les particules de mercure pulvérisé mécaniquement ont plus de propriétés communes avec des particules d'huile, par exemple, qu'avec les particules de M. Ehrenhaft. Ces deux espèces de particules ne peuvent donc pas appartenir à un même corps. La pulvérisation par un pulvérisateur en verre ne pouvant pas modifier essentiellement les propriétés du mercure, ce qu'on ne peut pas affirmer avec certitude des particules produites dans l'arc voltaïque, on est obligé de conclure que les particules de M. Ehrenhaft n'étaient pas de mercure pur. Sans doute, *a priori,* on pourrait attendre que la pulvérisation du mercure dans un arc produit dans de l'azote séché et purifié, ne modifie pas ses propriétés ; mais ce n'est qu'une supposition qu'on ne peut maintenir qu'autant que les faits ne la démentent pas.

En examinant la formule (3) on remarque que de toutes les propriétés des corps seules la densité et la forme importent pour la détermination de la charge. En d'autres termes, ou les particules de M. Ehrenhaft n'étaient pas sphériques, ou leur densité était différente de celle du mercure. La première supposition paraît la moins vraisemblable, les micro-photographies de M. Ehrenhaft prouvant le contraire, au moins pour les plus grosses particules (on ne peut pas en dire autant ni des

plus petites particules de M. Ehrenhaft ni des particules d'or de M. Konstantinowsky, v. § 9). C'est donc dans la densité des particules de M. Ehrenhaft qu'il faut chercher la solution de la question des sous-électrons Dans ce but, nous avons refait les expériences de M. Ehrenhaft : pour la purification de l'azote et son desséchage nous avons suivi les prescriptions données par M. Ehrenhaft, mais en laissant de côté le récipient avec du sodium métallique. Les résultats de ces expériences sont résumées dans la table XIII ; on y trouvera également les données tirées du mouvement brownien, qui seront examinées ultérieurement. Il est facile de se convaincre que la concordance avec les résultats de M. Ehrenhaft est parfaite. En supposant la densité de ces particules égale à celle du mercure, on trouve que que les rayons variaient de $1{,}82 \times 10^{-5}$ à $0{,}47 \times 10^{-5}$ (chez M. Ehrenhaft de $2{,}52 \times 10^{-5}$ à $0{,}84 \times 10^{-5}$) et les charges de $1{,}21 \times 10^{-10}$ à $0{,}16 \times 10^{-10}$ (chez M. Ehrenhaft de $3{,}72 \times 10^{-10}$ à $0{,}28 \times 10^{-10}$). Nous avons donc pu observer des particules et des charges encore plus petites que celles de M. Ehrenhaft. On peut donc sûrement admettre que nos particules sont identiques à celles de M. Ehrenhaft.

Table XIII

N°	$a \times 10^5$		$e \times 10^{10}$			$\overline{\lambda^2} \times 10^6$	$u^2 \times 10^6$	Différence entre les $\overline{\lambda^2}$ et les u^2 en %
	d'après la form. (3)	du mouv. brown.	d'après la form. (3)	du mouv brownien d'après Ehrenhaft	du mouv. brownien d'après Fletcher			
100	1.82	4 92	0.91	3.54	3.75	0.488	0.464	5
103	1.22	5.59	0.48	3.43	3.15	0.423	0.461	8
98	1.12	3.35	1.21	3.08	3.34	0.762	0.705	8
101	0.93	3.73	0.36	2 87	4.06	0.672	0.807	17
102	0.91	3 88	0.39	3.04	2.84	0.642	0.689	7
99	0.86	3.82	0.39	3.29	3.55	0.653	0.612	6
106	0.73	4.37	0.16	3.87	3.68	0.560	0.585	4
97	0.65	1.87	0.58	3.25	3.23	1.575	1.592	1
96	0.47	2.62	0.24	3.34	3.32	1.022	1.030	1

Tandis que les parois du récipient dans lequel se produisait la pulvérisation mécanique se couvraient de petites gouttelettes de mercure qui conservait leur éclat métallique, les parois du

vase à l'intérieur duquel on pulvérisait le mercure dans l'arc, ainsi que la surface du mercure se couvraient à la longue d'une poudre gris-verdâtre d'un très faible éclat métallique, ce qui d'ailleurs a été remarqué par M. Ehrenhaft lui-même[1]. Pour la détermination de la densité, on a mis en lieu et place du condensateur un petit flacon en verre d'un poids de 30 mgr. environ, dans lequel entrait le mercure pulvérisé. Après une centaine de pulvérisations (mécaniques) on réunit de cette façon 50 mgr. de mercure, formant *une goutte; la densité de cette goutte était celle du mercure.* Une tentative faite pour récolter d'après la même méthode les particules pulvérisées dans l'arc, ne réussit pas : après quelques centaines de pulvérisations, il n'y avait au fond du flacon que tout au plus 1 milligramme de la poudre grise. On fut donc réduit à ramasser la couche de poudre qui couvrait les parois du vase et la surface du mercure ; il est probable que cette couche est formée de particules non entraînées par le courant de gaz et tombées sur les parois ou sur le mercure. Après avoir débarrassé la substance recueillie des plus grosses gouttes de mercure (il en restait encore une quantité considérable de très petites) on obtint 336 mgr. d'une *poudre* grise avec une teinte jaune-verdâtre ; chauffée jusqu'à 100° et plus elle devient jaune, puis rougeâtre. *La densité de cette poudre est égale à 7,3.* Ce chiffre doit être encore de beaucoup trop grand, le mercure métallique n'étant pas tout à fait éliminé. Evidemment, en dépit de la purification et du desséchage de l'azote, des combinaisons chimiques du mercure peuvent se produire dans l'arc. M. Regener[2] a trouvé en opérant dans de l'azote pur qu'après une demi-heure de fonctionnement de l'arc entre des électrodes d'argent, les vapeurs des oxydes nitriques devenaient visibles, et on pouvait même observer leur spectre d'absorption. On peut supposer que l'air absorbé par les parois du vase se dégage peu à peu, et quoique ce soit en quantité minime, ce fait peut avoir une influence sur le resultat, la quantité de mercure pulvérisé étant aussi extrêmement petite.

[1]) F. Ehrenhaft, *l. c.*, p. 63.
[2]) E. Regener, *Phys. Zs.*, 1911, **12**, p. 135.

Nous avons ainsi prouvé par une méthode directe que la densité des particules pulvérisées mécaniquement ne diffère pas de celle du mercure, tandis que les particules produites d'après la méthode de M. Ehrenhaft consistent, en partie du moins, en une substance dont la densité est notablement inférieure ([1]). Mais, du moment que la densité devient incertaine, un calcul exact des charges d'après la formule de Stokes-Cunningham devient impossible ; il faut donc s'adresser à une méthode indépendante de la densité et de la forme. L'étude du mouvement brownien satisfait, comme l'on sait, à cette condition importante.

[1]) MM. Meyer et Gerlach arrivent à la même conclusion en étudiant la loi de mouvement de très petites particules de platine ; Arbeiten aus d. Gebieten d. Phys., Math., Chem. J. Elster u. H. Geitel gewidmet.

(A suivre).

ESSAIS DE PRÉPARATION

DE

CORPS A CHAINE FERMÉE

ANALOGUES AUX INDAZOLS

AU MOYEN DES O-ANISIDINES NITRÉES ET BROMONITRÉES

PAR

E. NŒLTING et **F. STEIMLE**

On sait que par élimination des éléments de l'acide ou de l'eau, les sels diazoïques et les diazo libres des orthotoluidines substituées, forment des dérivés à chaîne fermée, les indazols, par exemple :

$$NO_2\text{-}C_6H_3\begin{cases}-CH_3\\-N\equiv N\\ \quad\;\;|\\ \quad\;\;Cl\end{cases} = NO_2\text{-}C_6H_3\begin{cases}-CH\\ \quad\;\;|\\-N\end{cases}\!\!\!>NH \quad + \quad HCl$$

Il ne paraissait pas improbable qu'on pût obtenir des dérivés analogues, contenant dans la chaîne un atome d'oxygène de plus, en employant des dérivés diazoïques des orthoanisidines substituées. Par exemple le diazo de la nitro-ortho-anisidine

$$NO_2\text{-}C_6H_3\begin{cases}-CH_3\\-N\equiv N\\ \quad\;\;|\\ \quad\;\;Cl\end{cases}$$

aurait pu donner :

$$NO_2\text{-}C_6H_3\begin{cases}-O-CH\\ \quad\;\;\diagup\;|\\-N-NH\end{cases} \qquad \text{ou} \qquad NO_2\text{-}C_6H_3\begin{cases}-O-CH_2\\ \qquad\;\;|\\-N=N\end{cases}$$

D'autre part le diazoamiamino de l'orthotoluidine et surtout ceux des orthotoluidines nitrées donnant des indazols, quand on les chauffe avec l'anhydride acétique, une réaction analogue ne paraissait pas exclue avec les orthoanisidines correspondantes

Prenant pour point de départ ces idées, nous avons institué une série d'expériences, qui, il est vrai, n'ont pas conduit aux résultats désirés, mais dans le cours desquelles nous avons eu l'occasion d'observer quelques réactions qui ne manquent pas d'un certain intérêt.

Nous avons étudié la décomposition des dérivés diazoïques des amines suivantes :

I : OCH_3, NH_2, NO_2 — P. de f. 116-117°

II : OCH_3, NH_2, Br, Br, NO_2 — P. de f. 102°

III : OCH_3, NH_2, NO_2 — P. de f. 139-140°

IV : OCH_3, NH_2, NO_2, Br — P. de f. 140-141°

V : OCH_3, NH_2, NO_2, NO_2 — P. de f. 187-188°

et des deux diazoamino

OCH_3, NO_2 —N=N—N(H)— OCH_3, NO_2 — P. de f. 205°

OCH_3, NO_2 —N=N—N(H)— — P. de . 123°

Dans le cas d'une décomposition normale en phénols, la quantité d'azote dégagée doit correspondre à deux atomes, tandis que, s'il se forme des dérivés à chaîne fermée, la quantité d'azote est moindre ou même nulle, suivant la proportion du dérivé cyclique obtenu. La mesure de l'azote mis en liberté permet donc de suivre la réaction, tout comme cela se fait dans l'étude de la formation des dérivés indazoliques.

Parmi les cinq bases, les deux bromonitrées II et IV n'avaient pas encore été décrites; il en est de même des deux dérivés diazoamino.

Voici en peu de mots le mode de formation et les propriétés de ces corps.

Dibromo-nitro-ortho-anisidine $C_6H_3(OCH_3)(NH_2)(NO_2)Br$ *1. 2. 4. 3. 5.* — 20 gr. de $C_6H_3(OCH_3)(NH_2)(NO_2)$ 1. 2. 4. sont dissous dans 100 cm³ d'acide acétique glacial et additionnés, à la température ordinaire, de 40 gr. de brome dissous dans 50 cm³ d'acide acétique. Après quelques temps on verse dans l'eau, on enlève le brome en excès, s'il en reste, par un peu de bisulfite, on filtre et cristallise de l'alcool bouillant. Feuillets orangés, fusibles à 102°, très peu solubles dans l'eau, facilement dans l'alcool. Le rendement est presque quantitatif.

Analyses :

0.2046 gr. donnent 0.1921 gr. CO_2 et 0.0387 gr. H_2O
0.2402 gr. » 0.276 gr. AgBr

Théorie pour $C_7H_6N_2Br_2$:	Expérience :
C = 25.76 %	C = 25.61 %
H = 1.84	H = 2.1
Br = 49.08	Br = 48.91

Le dérivé acétylique se prépare en dissolvant 2 gr. de base dans 30 cm³ d'acide acétique glacial, ajoutant 10 cm³ d'anhydride acétique et chauffant environ 10 minutes. Aiguilles jaunâtres, fusibles à 182° presque insolubles dans l'eau, facilement solubles dans l'alcool.

Analyses :

0.2395 gr. donnent 0.2557 gr. CO_2 et 0.0517 gr. H_2O
0.1866 gr. » 13.2 cc. N à 21° et 742 mm.)

Théorie pour $C_7H_8N_2O_4Br_2$:	Expérience :
C = 29.35 %	C = 29.12 %
H = 2.16	H = 2.40
N = 7.61	N = 7.81

Monobromonitro-orthoanisidine $C_6H_2(OCH_3)(NH_2)(NO_2)Br$ *1. 2. 5. 3.* — 20 gr. de nitroanisidine 1. 2. 5 sont dissous à chaud dans 100 cm³ d'acide acétique cristallisable. Après refroidissement, pendant lequel une partie de la base cristallise

comme acétate, on ajoute 20 gr. de brome dissous dans 50 cm^3 d'acide acétique en une seule fois.

Tout se dissout d'abord, mais au bout de peu de temps le liquide se prend en une masse cristalline qui est le bromhydrate de la base bromée. On filtre à la trompe, on lave avec de l'eau additionnée de bisulfite de soude, qui provoque la dissociation du bromhydrate et enlève les traces de brome en excès. La base est ensuite cristallisée dans l'alcool, dont elle se sépare sous forme de cristaux jaunes, fusibles à 140-141°.

Analyses :

0.1830 gr.	donnent	19.0 cc. N à 15° et 738 mm.
0.2036 gr.	»	20.8 cc. N à 14° et 740 mm.
0.3124 gr.	»	0.2373 gr. AgBr
0.2718 gr.	»	0.2070 gr. AgBr

Théorie pour $C_7H_7N_2O_3Br$:	Expérience :	
N = 11.34 %	N = 11.73 %	11.64 %
Br = 32.39	Br = 32.32	32.41

Le dérivé acétylique s'obtient en dissolvant 2 gr. de la base à chaud dans la moindre quantité possible d'acide acétique cristallisable, ajoutant 10 cm^3 d'anhydride acétique et chauffant une demi-heure. On verse dans l'eau et cristallise de l'acide acétique ou de l'alcool. Aiguilles blanches, fusibles à 204-205°, très peu solubles dans l'eau bouillante, facilement solubles dans l'alcool et l'acide acétique.

Analyses :

0.2148 gr. donnent 0.2946 gr. CO_2 et 0.0655 gr. H_2O
0.1443 gr. » 12.2 cc. N à 18° et 740 mm.

Théorie pour $C_9H_9O_4N_2Br$:	Expérience :
C = 37.37 %	C = 37.40 %
H = 3.11	H = 3.39
N = 9.69	H = 9.46

Si à la solution aqueuse, ou mieux alcoolique, de ce dérivé acétylique on ajoute une goutte de potasse caustique, elle se colore en jaune intense, évidemment par suite de la formation d'un sel alcalin contenant le métal uni à l'azote

$$\left(N \begin{matrix} \diagup C_2H_3O \\ \diagdown K \end{matrix}\right)$$

Les acides décolorent la solution. Le dérivé dibromé de la nitro-acétoanisidine 1. 2. 4. montre cette même réaction, mais à un degré beaucoup plus faible.

Décomposition des diazoïques des anisidines nitrées et bromonitrées

Nitroanisidine $C_6H_3(OCH_3)(NH_2)(NO_2)$ *1. 2. 4.*

1° *Décomposition du diazo en solution sulfurique diluée à chaud.* — On obtient une quantité d'azote équivalente à 69 % de la théorie : si l'on ajoute du sulfate de cuivre le rendement est même de 87 %. Si l'on filtre à chaud du produit insoluble, la solution abandonne par refroidissement de fins cristaux brunâtres, identiques avec ceux que nous décrirons tout à l'heure.

2° *Décomposition en solution sulfurique diluée à froid.* — Il n'y a pas de dégagement d'azote, mais il se forme un corps cristallisé brun, qui se dépose très lentement. Même après deux mois la solution filtrée de ce corps montre encore la réaction des diazos.

Voici un exemple du mode opératoire : 10 gr. de nitro-anisidine sont dissous dans 15 cm^3 d'acide sulfurique concentré et 100 cm^3 d'eau. Après refroidissement à 0° on ajoute, en une fois, 4 gr. 3 de nitrite de soude, dissous dans 20 cm^3 d'eau, et on agite quelque temps à la turbine. On détruit ensuite le léger excès d'acide nitreux au moyen d'un peu d'urée et on laisse reposer à la température ordinaire. Il se sépare peu à peu des cristaux bruns-rouges ; on les filtre, et on les lave à l'eau distillée, puis avec un peu d'alcool bouillant. En employant une plus grande quantité d'alcool, ils se dissolvent et cristallisent par refroidissement. Le même corps s'obtient aussi, ainsi que nous l'avons mentionné plus haut, en chauffant la solution diazoïque, filtrant du précipité formé et laissant refroidir.

Le nouveau corps est peu soluble dans l'eau froide, assez soluble dans l'eau bouillante, soluble dans l'alcool.

Lorsqu'on le chauffe il explose à 118°. Chauffé avec une solution chlorhydrique de chlorure cuivreux il dégage de l'azote; il copule avec les phénols et les amines en donnant des matières colorantes; en un mot il montre tous les caratères d'un dérivé diazoïque.

Analyses :

0.1892 gr.	donnent	0.3039 gr. CO_2 et 0.0342 gr. H_2O
0.2136 gr.	»	0.3421 gr. CO_2 et 0.0400 gr. H_2O
0.1821 gr.	»	41.2 cc. N à 18° et 740 mm.
0.1583 gr.	»	35.3 cc. N à 16° et 742 mm.

Ces analyses conduisent à la la formule $C_6H_3N_3O_3$.

Théorie pour $C_6H_3N_3O_3$:	Expérience :	
C = 43.63 %	C = 43.77	43.68 %
H = 1.82	H = 2.01	2.08
N = 25.45	N = 25.31	25.23

La composition et toutes les propriétés correspondent bien à celles d'un diazonitrophénol qui se serait formé au moyen du diazo de la nitro-anisidine, par élimination du groupe méthyle et des éléments de l'acide.

NO_2 —OCH₃ / —N≡N—SO_4H = CH_3OSO_3H ou $CH_3OH + H_2SO_4$ + NO_2 —O / —N≡N

ou plutôt NO_2 —O— / =N— >N

Un diazonitrophénol de cette constitution a déjà été préparé par P. Griess au moyen du nitroaminophénol. Par une com paraison de notre substance avec celle préparée par la méthode de Griess, nous nous sommes convaincus de leur complète identité.

En traitant notre diazodérivé par la chlorure cuivreux en solution chlorydrique, nous avons obtenu le chloronitrophénol

NO_2 OH / Cl

fusible à 110°. Le chloranisol correspondant obtenu avec le diazo de la nitroanisidine immédiatement après sa préparation fond à 85°. Du moment que le diazo formé était celui du nitoaminophénol on devait pouvoir décéler dans le liquide, du sein duquel il s'était séparé, la présence d'alcool méthylique. C'est en effet ce qui à lieu. En distillant une telle solution, on peut constater facilement la présence de l'alcool méthylique dans les premières parties du distillat. Par copulation de notre diazo avec l'acide β-naphtolsulfonique Schaeffer 2. 6., on obtient un colorant brun rougeâtre terne, qui par traitement ou bichromate de potasse passe au noir brunâtre. C'est comme on le sait une réaction caractéristique des colorants dérivés des ortho-aminophénols. Le diazonitrophénol de Griess fournit un produit identique, tandis qu'avec la nitroanisidine diazotée on obtient un beau rouge bleuâtre qui ne change pas par un chromatage de peu de durée. Par un traitement prolongé il y a pourtant aussi modification de la nuance, le groupe méthyle étant sans doute partiellement éliminé.

3° *Diazotation de la nitroanisidine en solution acétique.* — Avec l'acide acétique cristallisable seul on n'arrive pas à un diazo ; il se sépare toujours le diazoamino.

Si l'on diazote en solution acétique, en présence d'acide sulfurique, et qu'on chauffe la solution diazoïque ainsi obtenue, il se dégage presque la totalité de l'azote (96 pour 100 dans une expérience faite quantitativement). Si on laisse reposer la solution à froid elle ne s'altère pas ; il ne se sépare pas le corps rouge mentionné ci-dessus et si l'on ajoute de l'éther, il se sépare un sel blanc qui est le sulfate de la diazonitroanisidine.

Dibromonitroanisidine $C_6H(OCH_3)(NH_2)(NO_2)Br_2$ *1.2.4.3.5.*

Eu égard à ses propriétés très peu basiques, ce corps se diazote difficilement. Le mieux est de dissoudre dans l'acide sulfurique concentré, de verser sur de la glace et d'ajouter ensuite le nitrite. En général il reste de la base non dissoute. On filtre et laisse reposer à la température ordinaire ; il ne se dégage pas d'azote et il se sépare peu à peu des aiguilles orangées.

La diazotation en solution d'acide acétique cristallisable s'effectue nettement sans qu'il se sépare du diazoamino ; si l'on chauffe la solution, l'azote se dégage quantitativement.

Si, par contre, on laisse la solution en repos à froid il se sépare au bout de 10 minutes environ des cristaux orangés, identiques avec ceux qui étaient obtenus au moyen de la solution sulfurique. Le corps ainsi formé fond à 189° et détone quelques degrés au-dessus de cette température, mais moins violemment que le dérivé non bromé. Il montre en général toutes les réactions des diazoïques, de sorte que nous supposions d'abord qu'il devait être

Br — O
NO$_2$ — N — N
Br

c'est-à-dire le dérivé dibromé du diazonitrophénol décrit ci-dessus.

L'analyse nous montra toutefois que cette supposition était erronée, car le dosage du brome ne donna que 28.79 °/$_0$, tandis qu'un corps de la formule $C_6HBr_2N_3O_3$ aurait dû en donner 49.53. Il y a donc eu, lors de la formation de corps, élimination d'une importante proportion de brome. On sait, d'après les travaux d'Orton, Bamberger et Kraus, Noelting et Battegay et de bien d'autres chimistes, que fréquemment dans les diazo halogénés, l'halogène est remplacé par l'hydroxyle. Il paraissait donc probable que le corps en question fût le dérivé

Br — O — N ; NO$_2$ — N ; OH   ou   HO — O — N ; NO$_2$ — N ; Br

mais le dosage de brome et le dosage d'azote ne correspondaient pas non plus à cette formule, qui exige 32.79 °/$_0$ de brome et 17.21 °/$_0$ d'azote, tandis que la quantité d'azote trouvée était de 15.49 et celle de brome 28.29, ainsi que nous l'avons dit ci-dessus.

Par contre les chiffres trouvés concordent très bien avec la formule d'un monoxydiazoanisol $C_7H_4O_4BrN_3$

Analyses :

0.3142 gr. donnent 0.2126 gr. AgBr
0.2284 gr. » 31.8 cc. N à 17° et 733 mm.

Théorie pour $C_7H_4O_4BrN_3$:	Expérience :
Br = 29.17 %	Br = 28.79 %
N = 15.36	N = 15.49

On ne peut pas savoir d'avance si c'est le brome en ortho vis-à-vis du groupe diazoïque, qui est éliminé ou celui en para, mais la première hypothèse est de beaucoup la plus probable. D'une part. les éliminations d'halogène observées jusqu'à présent ont toujours eu lieu en ortho et, d'autre part, notre bromonitrométhoxydiazophénol copulé avec l'acide β-naphtolsulfonique Schaeffer donne un colorant chromatable. Nous nous croyons par conséquent autorisés à lui attribuer la formule

Br, $-OCH_3$
NO_2, $-N$
O — N

Il est remarquable que dans ce cas le groupe méthoxyle soit resté intact.

Nitroanisidine $C_6H_3(OCH_3)(NH_2)(NO_2)$ 1. 2. 5.

En chauffant le diazo de cette nitroanisidine en solution sulfurique diluée, M. Freyss avait obtenu le nitrogaïacol avec un rendement excellent. Par un essai quantitatif nous avons constaté qu'il s'élimine 90 % de la quantité théorique d'azote à l'ébullition. Si l'on abandonne la solution diazoïque à froid il se dégage également de l'azote et il se sépare un corps brun, probablement un oxyazo formé par l'action de diazo inaltéré par le nitrogaïacol, que nous n'avons pas examiné en détail.

En traitant la nitroanisidine, en solution d'acide acétique cristallisable, par une molécule de nitrite, il se forme nettement le diazo, sans aucune séparation de diazoamino. Si l'on chauffe cette solution, elle laisse dégager son azote quantitativement.

La monobromonitroanisidine diazotée en solution sulfurique

ou acétique abandonne à chaud tout son azote. A froid le dérivé diazoïque semble se conserver très longtemps (dans le cas de la solution acétique, jusqu'à trois mois) sans altération.

La dinitroanisidine $C_6H_2(OCH_3)(NH_2)(NO_2)_2$. *1. 2. 4. 5.* a été diazotée en solution sulfurique par M. Freyss ([1]) en solution acétique par MM. Meldola et Wechsler, puis par MM. Meldola et Eyre. Dans les deux cas le groupe NO_2 en 5, c'est-à-dire celui qui se trouve en para vis-à-vis du groupe diazonium, est éliminé et remplacé par OH ; il s'est formé le diazophénol

—O— —OCH_3
NO_2 —N≡N

La preuve que c'est le nitro en 5 et non celui en 4 qui est éliminé a été apportée par la transformation du diazo en nitromonométhylrésorcine

HO— —OCH_3
NO_2—

par l'action de l'alcool absolu en présence de potasse.

Sans avoir connaissance des travaux de M. Meldola nous avons de notre côté étudié la réaction du nitrite sur une solution acétique de la dinitroanisidine et nous avons effectué une analyse complète du corps qui se forme.

On le prépare aisement de la manière suivante : 5 gr. de base sont dissous dans 30 à 40 cm^3 d'acide acétique cristallisable à chaud. Par refroidissement il se sépare de nouveau une bouillie de cristaux ; en ajoutant maintenant en une fois 1 gr. 6 de nitrite de soude, dissous dans peu d'eau, tout se redissout d'abord, puis au bout de quelque temps une nouvelle séparation de cristaux a lieu, en même temps qu'il se dégage des vapeurs rouges. On filtre ces cristaux, on les lave avec un peu d'eau distillée et on les sèche. Ils sont alors déjà chimiquement purs, ainsi que l'analyse en fait foi.

[1] *Centralblatt,* 1901, II, 96 et 583.

Analyses :

0.1970 gr. donnent 0.3119 gr. CO_2 et 0.0475 gr. H_2O
0.2427 gr. » 0.3827 gr. CO_2 et 0.0594 gr. H_2O
0.1564 gr. » 29.6 cc. N à 19° et 746 mm.
0.1480 gr. » 28 cc. N à 16° et 744 mm.

Théorie pour $C_7H_7N_3O_4$:	Expérience :	
C = 43.07 %	C = 43.18	43.01 %
H = 2.56	H = 2.69	2.72
N = 21.53	N = 21.23	21.12

En traitant leur diazo par l'acide iodhydrique, MM. Meldola et Eyre ont obtenu l'éther méthylique de la nitroiodorésorcine.

Par l'action d'une solution chlorhydrique du chlorure cuivreux nous avons, de notre côté, préparé le dérivé chloré

OCH_3
Cl
HO
NO_2

Ce corps cristallise de l'alcool dilué en aiguilles blanches, légèrement jaunâtres et fond à 93°. Il est assez soluble dans l'eau bouillante, très facilement dans l'alcool et l'acide acétique. Il distille facilement avec la vapeur d'eau. Le sel de potassium est rouge orange, le sel de sodium jaune orange.

Analyses :

0.2176 gr. donnent 0.3296 gr. CO_2 et 0.0626 gr. H_2O
0.3468 gr. » 0.2406 AgCl

Théorie pour $C_7H_6O_4NCl$:	Expérience :
C = 41.28 %	C = 41.33 %
H = 2.95	H = 3.19
Cl = 17.43	Cl = 17.17

Il est assez remarquable que ce corps qui est un dérivé de l'orthonitrophénol n'est pas jaune comme celui-ci, mais presque blanc, tandis que le para chloro-orthonitrophénol

OH
NO_2
Cl

dont notre corps

OH
NO_2
CH_3O
Cl

ne se distingue que par un méthoxyle en plus, est décrit comme cristallisant en aiguilles jaunes, le groupe OCH_2, qui est pourtant en général auxochrome abaisse ici la teinte.

Dérivé diazoaminé de la nitroanisidine $C_6H_3(OCH_3)$. $(NH_2)(NO_2)$ 1. 2. 4.

Diazonitroanisol-nitroaniside.

OCH_3 OCH_3
—N=N—N—
H
NO_2 NO_2

On dissout 5 gr. de nitroanisidine dans 100 cm^3 d'acide acétique cristallisable, à chaud, et on ajoute, après refroidissement, à la température ordinaire, 1 gr. de nitrite de soude dissoute dans très peu d'eau. Le dérivé diazoaminé commence à se séparer de suite sous forme d'une masse jaune. Au bout de quelque temps on filtre, on sèche le précipité et on le cristallise d'un mélange d'alcool et de chloroforme. On l'obtient sous forme de petits prismes microscopiques jaunes, fusibles à 205°, avec décomposition. Il est très peu soluble dans l'alcool, moins difficilement dans le chloroforme, facilement dans la nitrobenzine.

Avec les alcalis alcooliques il fournit des sels colorés en rouge brun qui sont dissociés par l'eau.

Analyses :

0.1786 gr. donnent 0.3179 gr. CO_2 et 0.0618 gr. H_2O
0.2133 gr. » 38.5 cc. N à 17° et 740 mm.
0.1642 gr. » 29.2 cc. N à 15° et 744 mm.

Théorie pour $C_{14}H_{13}N_5O_6$:	Expérience :
C = 48.41 %	C = 48.54 %
H = 3.75	H = 3.84
N = 20.17	N = 20.29

Dérivé diazoaminé mixte de la nitroanisidine 1. 2. 4.
et de l'aniline, diazonitranisol-anilide

NO_2—C₆H₃(—OCH_3)—N=N—N(H)—C₆H₅

$$NO_2\langle\ \ \rangle{-}N{=}N{-}\underset{H}{N}{-}\langle\ \ \rangle \quad (OCH_3)$$

On dissout 10 gr. de nitroanisidine dans 40 gr. d'acide sulfurique concentré, en chauffant légèrement. Après refroidissement, on verse sur de la glace et on amène le volume à 200 cm^3. On ajoute alors en une fois 4 gr. 2 de nitrite de soude dissous dans 20 cm^3 d'eau et on agite environ 10 minutes à la turbine. On ajoute ensuite un peu durée pour détruire l'excès d'acide nitreux, on introduit dans la solution fortement acide 115 gr. d'acétate de soude et l'on filtre. Le filtrat est ensuite additionné de 5 gr. 5 d'aniline dissous dans l'acide acétique dilué. Le corps diazoaminé se sépare peu à peu sous forme de précipité orange. Au bout de deux heures on le filtre, on lave jusqu'à disparition de réaction acide. on sèche et on cristallise de l'alcool bouillant, dans lequel il se dissout facilement. On obtient ainsi de belles aiguilles orangées, fusibles à 123°.

Analyses :

0.1967 gr. donnent 0.4145 gr. CO_2 et 0.0798 gr. H_2O
0.1964 gr. » 0.4142 gr. CO_2 et 0.0797 gr. H_2O

Théorie pour $C_{13}H_{12}N_4O_3$:	Expérience :	
C = 57.35 %	C = 57.48	57.52 %
H = 4.41	H = 4.59	4.51

Ce diazoamino donne également en solution alcoolique un sel alcalin rouge-brun dissociable par l'eau.

En chauffant les deux dérivés diazoaminés avec un grand excès d'anhydride acétique (au moins 100 à 150 parties) tout l'azote se dégage, ainsi que nous nous en sommes convaincus par des essais quantitatifs. Il n'y a donc ici non plus formation d'aucun dérivé à chaîne azotée fermée.

MODÈLE SIMPLIFIÉ

D'HYGROMÈTRE A CONDENSATION

PAR

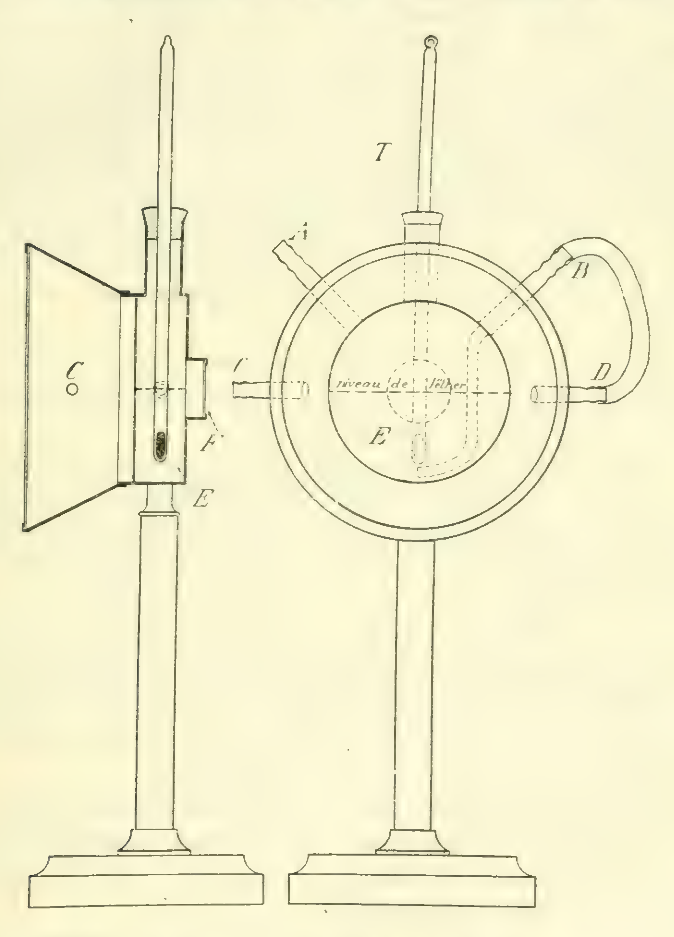
Charles MARGOT

Les hygromètres à condensation sont couramment employés pour la mesure de l'état hygrométrique de l'air dans les exercices pratiques de physique. Ce sont surtout les appareils très précis créés par Alluard et Crova que l'on utilise pour cette détermination. Ils n'ont guère subi de modification depuis la description donnée par leurs auteurs ; celui d'Alluard [1] date de 1878, et celui de Crova de 1883 [2].

Nous avons pensé que ce dernier hygromètre, qui offre, comme on le sait, l'avantage sur celui d'Alluard, de permettre la détermination précise de l'état hygrométrique de l'air extérieur ou provenant d'une enceinte difficilement accessible à l'observation, pouvait, en lui faisant subir quelques modifications, être présenté sous une forme plus simple. Le modèle que nous avons construit dans ce but, représenté par le croquis ci-joint en vue de face et section, est constitué d'une première enceinte cylindrique, soit chambre de refroidissement *E*, de 8 cm. de diamètre sur 2 cm. de profondeur ; cette chambre est fermée sur la face que regarde l'observateur par un disque mince en laiton nickelé parfaitement plan et poli ; l'autre face présente au milieu une petite fenêtre fermée par une glace qui permet de voir le niveau de l'éther. Une seconde chambre de forme tronconique est vissée à la première chambre, elle est fermée par une glace qui laisse voir la condensation de la vapeur sur la surface nickelée. Trois ajutages y sont adaptés,

[1] Alluard, *Journal de Physique*. 1878, I^e série, tome VII, pages 328.
[2] Crova, *ibid.*, 1883, IIe série, tome II, pages 166 et 450.

le premier *C*, est mis en communication par une conduite appropriée avec l'air dont on veut mesurer l'état hygrométrique; le second *D* est relié par un tuyau de caoutchouc avec le tube *B*, dont l'extrémité plonge au fond de la cuve à éther. Le troisième ajutage *T* sert à fixer le thermomètre et pour le



remplissage. C'est par l'ajutage *A* que se fait l'aspiration de l'air au moyen d'une trompe à eau ou d'un aspirateur quelconque. L'air traverse par conséquent, d'abord la première chambre où s'effectue la condensation et ensuite barbote à travers l'éther. L'observateur suit la marche du refroidissement,

et voit apparaître ou disparaître la moindre trace de rosée dans la partie centrale du disque poli. L'encadrement de comparaison de l'hygromètre d'Alluard est supprimé, le dépôt de rosée ne commençant à être perceptible que dans la région du centre, les plages adjacentes restant claires, la comparaison n'offre aucune difficulté ; c'est à ce moment qu'on arrête l'aspiration par la manœuvre du seul robinet intercalé sur la conduite fixée en A et complètement indépendant de l'appareil, robinet qui sert à mettre ou couper la communication avec l'aspirateur et, dans ce dernier cas, rétablir en même temps la pression atmosphérique dans la chambre à éther. Il arrive en effet fréquemment, que, sans cette précaution, l'éther, par suite de surpression, est refoulé par l'autre tubulure, cas qui se présente aussi avec les autres types d'hygromètres à condensation.

Cette forme simplifiée de l'hygromètre de Crova a été trouvée à l'usage d'un emploi commode et d'une précision suffisante pour les exercices pratiques de physique.

Comme détail de construction, nous recommandons de fixer l'appareil à un support de fonte un peu massif, par l'intermédiaire d'une colonnette en bois et non en métal, afin d'éviter un apport de chaleur, cela dans le but d'économiser l'éther. Il n'y a aucun inconvénient à ce que l'air ayant traversé la première enceinte soit utilisé au moyen du même aspirateur pour le refroidissement, ce qui simplifie la manipulation. La première chambre ayant une assez grande capacité, il n'y a pas à craindre que l'air circule trop vite et n'ait pas le temps de prendre la température de la plaque refroidie.

Par contre la dimension extrêmement réduite du tube intérieur dans l'apparail de Crova oblige de le faire traverser par un lent appel d'air, il est alors nécessaire de produire le refroidissement par un aspirateur indépendant.

Des séries alternées de mesures faites avec notre dispositif ont montré qu'on obtenait un degré équivalent de précision par le fonctionnement des deux chambres placées en série ou séparées. L'expérience consistait à prendre le point de rosée lorsque les deux enceintes étaient traversées par le courant d'air à analyser, ainsi que le montre la figure, puis la liaison

étant coupée, on effectuait la même détermination en reliant la première enceinte à une poire d'aspiration, et la seconde avec la trompe à eau. Le point de rosée s'est trouvé identique dans les deux cas, à quelques dixièmes de degré près en plus ou en moins, différences qui proviennent des variations dans l'état hygrométrique de la salle ; ces différences s'annulent si l'on prend la moyenne d'un grand nombre de mesures. Ainsi la moyenne de vingt observations faites en plaçant les deux enceintes en série nous a donné 4°45 pour le point de rosée, et 4°46 lorsque les deux chambres fonctionnaient séparément.

Les deux séries suivantes complèteront d'ailleurs cet exposé. La température de la salle étant de 18°8.

Point de rosée, les deux chambres réunies

1re série :	4°,62	Moy. 4°,56	2me série :	4°,12	Moy. 4°,03
	4°,25			3°,87	
	4°,27			3°,75	
	5°,00			4°,37	

Point de rosée, les deux chambres séparées

1re série :	4°,87	Moy. 4°,46	2me série :	4°,12	Moy. 4°,15
	4°,37			4°,12	
	4°,25			4°,12	
	4°,37			4°,25	

Janvier 1916.

Laboratoire de Physique de l'Université
de Genève.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT LES MOIS DE

Septembre, octobre et novembre 1915

(AUTOMNE 1915)

OBSERVATIONS DIVERSES

Septembre 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant toute la journée :* le 10 à Dailly. *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 4 et 7 à Savatan ; les 3, 12 et 21 à Dailly ; les 10 et 21 à l'Aiguille.

Neige sur le sol : le 30 à Dailly et à l'Aiguille.

Fœhn : du 24 au 25 à Lavey et à Savatan.

Octobre 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* le 18 à Lavey ; les 14, 15 et 16 à Savatan : les 7, 14, 16, 19, 25, 26 et 27 à Dailly ; les 7, 14, 19, 25, 26 et 27, à l'Aiguille.

Neige sur le sol : les 1, 2 et 31 à Dailly ; du 1 au 3 et le 31 à l'Aiguille.

MOIS DE SEPTEMBRE 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	704.0	657.9	+11.1	+ 8.2	64	66	0	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
2	698.1	653.3	11.2	7.7	82	93	9	8	10	3.0	....	2.7	....	3.2	....	3.0	....
3	695.9	650.7	9.9	6.0	83	82	10	9	7	**24.0**	....	**25.4**	....	**30.1**	....	**29.7**	....
4	700.2	652.4	5.3	2.8	100	100	10	10	10	19.6	....	19.0	....	29.4	....	29.6	....
5	709.6	661.8	8.8	6.1	84	75	8	7	10	1.9	....	2.5	....	2.3	....	2.1	....
6	711.7	664.7	11.4	7.6	68	64	2	1	3	....	....	....	....	....	....	....	....
7	711.2	664.7	10.6	9.5	67	51	0	2	0	....	....	....	....	....	....	....	....
8	709.7	664.2	13.3	10.8	67	33	1	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
9	708.4	662.6	13.0	10.9	86	78	6	6	2	....	....	....	....	....	....	....	....
10	706.8	660.9	11.9	8.6	93	99	10	10	10	....	....	....	....	....	....	....	....
11	706.3	659.8	11.2	7.6	95	98	10	10	1	....	....	....	....	....	....	....	....
12	706.1	659.9	11.3	9.8	86	71	5	7	4	....	....	....	....	....	....	....	....
13	706.8	661.4	11.1	11.8	82	57	1	4	2	....	....	....	....	....	....	....	....
14	707.7	662.3	13.7	12.1	76	**32**	9	9	8	6.1	....	5.5	....	6.1	....	5.5	....
15	710.6	664.7	13.7	10.3	71	83	5	5	5	....	....	....	....	....	....	....	....
16	711.8	**666.5**	13.9	12.4	80	68	0	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
17	**712.3**	666.4	15.9	14.1	77	56	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
18	708.4	664.2	**17.2**	15.7	67	52	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
19	707.8	662.2	16.5	**16.1**	61	36	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
20	706.8	661.9	13.5	15.9	85	52	1	5	1	....	....	....	....	....	....	....	....
21	708.5	662.8	12.8	11.5	87	91	7	8	3	....	....	....	....	....	....	....	....
22	710.9	661.2	13.9	12.8	80	95	0	2	2	....	....	....	....	....	....	....	....
23	709.8	663.7	15.3	13.7	68	77	2	2	2	....	....	....	....	....	....	....	....
24	704.8	659.2	16.3	13.5	**49**	77	3	3	5	....	....	....	....	....	....	....	....
25	697.1	652.3	12.8	9.8	78	86	10	10	9	15.8	....	16.5	....	14.7	....	14.5	....
26	694.8	649.6	10.7	8.1	87	97	5	7	7	2.0	....	2.7	....	3.1	....	3.2	....
27	**691.7**	649.7	12.2	9.1	65	77	6	6	8	2.6	....	3.0	....	4.1	....	4.0	....
28	698.7	651.2	9.9	7.2	92	98	7	6	9	4.0	....	1.8	....	3.4	....	3.6	....
29	695.6	**647.7**	8.2	5.3	87	91	10	9	10	11.0	....	11.6	....	15.1	....	15.1	....
30	696.5	648.9	+ **1.9**	+ **1.4**	94	100	10	10	10	13.0	....	14.0	....	17.9	9	18.9	11
Mois	705.05	659.06	+12.05	+ 9.92	79	75	5.0	5.3	4.7	106.3	....	110.7	....	129.7	9	129.5	11

MOYENNES DU MOIS DE SEPTEMBRE 1915

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
1re décade ...	705.63	705.49	705.54	705.55	659.35	659.20	659.39	659.31
2me » ...	708.51	708.39	708.48	708.46	663.05	662.90	662.86	662.94
3me » ...	701.38	701.21	700.81	701.13	655.31	654.91	654.54	654.92
Mois..	705.17	705.03	704.94	705.05	659.24	659.00	658.93	659.06

Température

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	o	o	o	o	o	o
Savatan						
1re décade ...	+ 8.28	+12.88	+10.80	+10.65	+ 7.0	+14.0
2me » ...	11.46	16.28	13.64	13.79	10.2	18.2
3me » ...	10.88	12.72	11.48	11.69	8.5	14.7
Mois..	+10.21	+13.96	+11.97	+12.05	+ 8.5	+15.6
Dailly						
1re décade ...	+ 6.09	+10.31	+ 7.37	+ 7.92	+ 4.9	+11.6
2me » ...	10 19	15.32	12.29	12.60	9.2	16.7
3me » ...	8.23	11.24	8.28	9 25	6.3	13.1
Mois..	+ 8.17	+12.29	+ 9.31	+ 9.92	+ 6.8	+13.8

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	86	70	82	79	87	62	73	74
2me » ...	84	69	81	78	77	50	55	61
3me » ...	77	80	79	79	89	89	90	89
Mois ..	82	73	81	79	85	67	73	75

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	5.5	6.5	4.7	5.6	5.7	6.5	4.3	5.5	5 6	5.2	5.5	5.5
2me » ...	3.9	3.1	3.2	3.4	4.6	4.0	3.7	4.1	2.0	2.6	2.1	2.2
3me » ...	6.2	6.0	6.0	6.0	6.5	6.7	5.7	6.3	6.7	6.0	6.7	6.5
Mois..	5.2	5.2	4.6	5.0	5.6	5.7	4.6	5.3	4.8	4.6	4.8	4.7

MOYENNES DU MOIS D'OCTOBRE 1915

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	703.07	702.58	703.44	703.03	655.73	655.99	656.26	655.99
2me » ...	705.40	705.23	705.54	705.39	658.87	658.34	658.64	658.61
3me » ...	702.02	702.02	701.83	701.96	655.36	654.92	654.79	655.02
Mois..	703.45	703.24	703.54	703.41	656.61	656.37	656.51	656.50

Température

	Savatan					
	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
1re décade ...	+ 4.94	+ 7.99	+ 6.99	+ 6.64	+ 3.7	+ 9.7
2me » ...	7.98	10.43	8.36	8.92	5.9	11.4
3me » ...	4.14	7.80	5.91	5.95	2.9	8.1
Mois..	+ 5.64	+ 8.71	+ 7.05	+ 7.13	+ 4.1	+ 9.7

	Dailly					
1re décade ...	+ 1.75	+ 5.53	+ 3.05	+ 3.44	+ 1.1	+ 6.8
2me » ...	5.90	8.74	6.41	7.02	4.5	10.3
3me » ...	1.56	4.43	2.20	2.73	0.5	6.1
Mois..	+ 3.02	+ 6.17	+ 3.83	+ 4.34	+ 2.0	+ 7.7

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	84	66	71	74	99	85	95	93
2me » ...	83	78	92	84	91	88	93	90
3me » ...	81	68	78	76	91	84	91	89
Mois..	82	71	80	78	93	86	93	91

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	6.9	6.3	5.4	6.2	7.3	6.3	6.6	6.7	7.3	7.3	6.8	7.2
2me » ...	8.7	7.3	5.8	7.3	8.8	7.8	6.3	7.7	8.4	6.6	6.1	7.0
3me » ...	5.1	6.5	6.2	5.9	5.5	7.5	7.4	6.8	5.5	6.6	5.6	5.9
Mois..	6.8	6.7	5.8	6.4	7.1	7.2	6.8	7.0	7.0	6.8	6.2	6.7

MOIS D'OCTOBRE 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	o	o	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	701.2	653.8	+ 3.9	- 0.3	83	100	8	9	9	2.6	....	4.0	...	5.8	4	5.9	4
2	702.7	656.5	6.8	+ 1.8	68	99	10	9	9	....	....	....	....	....	....	....	....
3	704.1	657.7	5.6	2.1	70	100	7	6	10	..	....	....	...	0.5	....	0.6	....
4	704.8	657.3	5.3	2.1	70	100	10	7	10	....	....	....	....	0.1	....	0.2	....
5	703.8	656.7	5.5	2.2	75	100	8	9	10	....	....	....	....	...	....	...	....
6	705.0	658.3	6.4	2.3	77	100	10	10	10	....	....	....	....	0.1	....	0.1	....
7	705.8	658.2	6.8	3.1	82	100	8	7	9	....	....	....	....	....	....	....	....
8	701.4	653.8	6.8	5.8	74	70	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
9	699.9	652.8	9.4	6.6	73	79	1	4	2	....	....	....	....	....	....	....	....
10	701.6	654.8	10.0	8.8	**63**	83	0	6	2	....	....	....	....	....	....	....	....
11	703.3	657.3	11.3	**11.8**	66	**46**	5	3	7	....	....	....	....	....	....	....	....
12	706.2	659.9	**11.4**	9.3	81	74	10	10	10	**10.5**	....	8.0	....	8.1	....	8.2	....
13	706.7	**661.7**	10.8	9.4	82	99	9	10	9	5.2	....	6.2	....	4.9	....	4.7	...
14	706.2	659.1	11.3	8.1	82	99	6	6	6	....	....	...	....	....	....	....	....
15	703.8	657.2	9.2	6.5	88	99	10	10	6	....	....	....	....	....	....	....	....
16	704.5	657.8	8.1	5.2	85	99	6	9	6	....	...	....	...	....	....	....	....
17	**707.6**	659.7	6.8	6.8	**95**	100	2	3	3	....	...	...	...	....	....	....	....
18	706.6	659.3	7.9	6.2	90	99	6	8	6	....	....	....	....	0.1	....	0.2	....
19	704.8	657.5	5.5	2.9	94	99	10	10	9	....	....	....	...	...	....	....	....
20	704.2	656.8	6.9	4.2	81	90	8	8	8	...	...	....	....	....	....	...	....
21	705.3	659.7	8.5	4.4	79	100	4	7	9	....	...	....	....	....	....	....	....
22	706.8	660.4	7.7	4.5	70	80	2	1	5	....	...	...	....	....	....	....	....
23	706.0	658.7	5.5	4.7	80	72	1	5	1	....	....	....	....	....	...	...	....
24	704.7	657.6	5.9	5.7	73	**46**	5	6	3	....	....	...	....	....	....	....	...
25	701.0	654.7	8.3	4.5	77	86	9	10	10	0.2	....	....	....	..	....	....	....
26	698.7	652.2	5.7	+ 2.2	80	99	7	7	6	....	....	....	....	....	....	....	....
27	700.3	652.5	4.5	- **0.7**	76	99	8	7	8	....	....	....	....	....	....	....	....
28	**698.3**	652.2	**3.7**	+ 0.9	71	97	2	4	2	....	....	....	....	....	....	....	....
29	699.4	**652.1**	5.1	2.1	66	98	10	9	4	....	....	....	....	....	....	....	....
30	700.8	653.0	5.0	0.4	93	99	10	10	10	**10.5**	...	**12.6**	....	**20.9**	**6**	**21.5**	**8**
31	700.2	**652.1**	+ 5.4	+ 1.4	67	100	7	9	7	8.0	....	7.0	..	7.7	....	7.5	....
Mois	703.41	656.50	+ 7.13	+ 4.34	78	91	6.4	7.0	6.7	37.0	...	37.8	....	48.2	10	48.9	12

MOIS DE NOVEMBRE 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
										Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	694.2	648.1	+ 6.6	+ 2.6	79	100	10	10	10	2.4	....	1.5	....	2.3	...	2.4	....
2	695.8	648.6	7.0	3.4	83	70	6	6	5	....	....	..	....	....	...	....	....
3	694.3	648.7	5.9	2.5	61	65	3	5	5	....	....	....	....	....	...	....	...
4	697.2	650.6	5.0	2.0	72	87	9	9	5	2.0	....	2.4	....	3.5	...	3.1	..
5	698.5	651.8	6.7	2.5	82	100	10	10	10	10.2	...	9.0	....	9.5	....	9.2	....
6	704.3	657.5	7.4	5.3	88	70	2	3	2	....	....	....	....	....	....	....	....
7	704.8	657.7	7.2	6.5	59	**29**	1	0	2	...	....	....	....	0.6	....	0 7	....
8	701.7	651.5	6.8	7.7	58	39	10	10	8	0.6	....	0.5	...	...	....	....	....
9	697.6	651.6	**7.8**	6.0	76	71	5	1	6	....	....	....	...	....	....	....	....
10	694.3	647.9	5.5	+ 3.5	68	71	7	7	9	7.3	....	9.8	....	7.9	6	8.1	7
11	700.4	652.9	3.5	- 1.0	72	—	9	9	10	1.7	....	1.4	....	0.9	1	0.8	1
12	694 4	648.6	3.1	+ 0.6	90	—	9	10	9	**12.8**	....	**15.0**	....	**19.2**	....	**19 6**	..
13	**689.8**	**644.9**	5.5	+ 1.6	72	—	10	10	10	1.8	....	3.0	....	3.9	4	3.6	3
14	697.6	649.1	+ 0.9	- 3.8	88	—	9	9	10	11.5	**5**	10.2	**18**	16.3	**14**	16.2	**14**
15	700.1	653.1	- 0.3	- 4.1	93	—	7	10	10	5.0	....	2.6	2	7.4	5	7.5	6
16	703.2	652.1	- 0.9	- 4.2	78	—	6	7	8	....	....	1.0	1	0.6	1	0.6	1
17	707.2	657.2	- 0.3	- 5.5	68	—	5	7	7	....	....	....	....	....	....	....	....
18	706.5	657 7	- 1.9	- 4.7	58	—	0	3	0	....	....	....	....	....	....	....	...
19	708.2	658.9	- 2.6	- 3.6	57	—	1	7	3	...	....	...	....	..	....	....	....
20	713.1	662.9	- 2.9	- 2.6	75	—	2	2	1	...	....	....	....	....	....	...	....
21	**714.7**	**664.8**	- 2.1	+ 3.2	82	—	0	3	1	....	....	....	....	....	...	....	...
22	709.3	661.3	- 0.9	7.3	**99**	—	10	10	3	....	....	....	....	....	....	....	....
23	705.6	658.4	- 0.1	**7.9**	93	—	10	10	0	....	....	....	....	....	....	....	....
24	706.0	657.7	0.0	+ 0.7	95	—	10	10	0	....	....	....	....	....	....	...	....
25	704.3	655.2	+ 0.2	- 4.2	82	—	7	10	7	1 5	2	1.8	4	3.6	5	3.8	6
26	701.6	653.1	- 1.6	- 5.7	87	—	7	7	7	3.5	4	3.5	5	6.4	7	6.5	7
27	705.4	655.5	- 3.5	**- 7.9**	74	—	3	1	6	....	....	....	....	....	....	....	....
28	707.7	656.9	- **5.8**	- 5.8	58	—	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
29	701.0	653.2	+ 1.5	- 0.5	**36**	—	10	4	6	....	....	0.4	....	0.7	....	0.4	....
30	697.8	652.0	+ 4.1	+ 0.4	55	—	10	10	10	2.0	...	3.6	....	3.8	....	3.6	....
Mois	701.88	654.08	+ 2.06	+ 0.33	75	—	6.3	6.9	5.8	62.3	11	65.7	30	86.6	43	86.1	15

MOYENNES DU MOIS DE NOVEMBRE 1915

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	698.14	698.13	698.53	698.27	651 62	651.48	652.00	651.70
2me » ...	701.79	702.04	702.33	702.05	653.41	653.81	653.98	653.73
3me » ...	705.88	705.06	705.05	705.33	657.45	656.32	656.65	656.81
Mois..	701 94	701.74	701 97	701 88	654.16	653.87	654.21	654.08

Température.

	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
Savatan						
1re décade ...	+ 5.80	+ 8.09	+ 5.88	+ 6.59	+ 3.6	+ 8.6
2me » ...	- 0.93	1.64	+ 0.55	+ 0.42	- 2 6	3.2
3me » ...	- 1.86	0.33	- 0.92	- 0.82	- 4.8	1.0
Mois..	+ 1.00	+ 3.35	+ 1.84	+ 2.06	- 1.3	+ 4.2
Dailly						
1re décade ...	+ 3.25	+ 5.77	+ 3 57	+ 4.20	+ 1.6	+ 7.1
2me » ...	- 3.75	- 1.36	- 3.08	- 2.73	- 5 4	0.6
3me » ...	- 1.74	+ 1.04	- 0.70	- 0.47	- 4.4	3.3
Mois..	- 0.75	+ 1.82	- 0.07	+ 0.33	- 2.7	+ 3.7

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	72	65	81	73	72	61	80	71
2me » ...	81	73	71	75	—	—	—	—
3me » ...	81	75	72	76	—	—	—	—
Mois..	78	71	75	75	—	—	—	—

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	6.6	6.6	5.7	6.3	7.1	7.0	5.1	6.4	6.2	7.2	5.8	6.4
2me » ...	6.0	6.0	5.8	5.9	7.4	6.5	8.2	7.4	6.8	7.2	6.5	6.8
3me » ...	7.8	7.0	5.1	6.7	9.0	6.6	5.0	6.8	4.7	4.8	3.0	4.2
Mois..	6 8	6.5	5.5	6.3	7.8	6.7	6.1	6.9	5.9	6.4	5.1	5.8

OBSERVATIONS DIVERSES

(Suite)

Novembre 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant toute la journée:* les 22, 23 et 24 à Savatan. *Brouillard pendant une partie de la journée:* les 22, 23 et 24 à Lavey; les 25 et 26 à Savatan; les 12, 24 et 25 à Dailly; les 2, 12 et 25 à l'Aiguille.

Neige sur le sol: du 15 au 17, à Lavey; du 15 au 24 et du 26 au 29 à Savatan; les 1, 11, 12, du 14 au 21 et du 26 au 30 à Dailly; les 1, 2, du 11 au 22 et du 26 au 30 à l'Aiguille.

Fœhn : du 29 au 30 aux quatre stations.

Remarque. — *Hygromètre de Dailly:* Déjà à plusieurs reprises au mois d'octobre, les indications de cet instrument paraissent problématiques. Puis, dès la seconde décade de novembre, il est resté constamment à 99 % et nous avons supprimé la mention de ces observations.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 16 décembre 1915

Henri Lagotala. Première note au sujet du fémur humain. — L. Duparc. Carte géologique du district de Nicolaï-Pawda. — R. Chodat. et M. de Coulon. La luminescence de deux bactéries. — J. Briquet. Carpologie comparée des Santolines et des Achillées. — Id. Organisation florale et carpologie de l'Achillea fragrantissima (Forsk) Boiss.

Henri Lagotala. — *Première note au sujet du fémur humain.* Cette étude, pour laquelle M. le Professeur E. Pittard a bien voulu nous donner les matériaux, est basée sur cent fémurs droits représentant cent individus masculins des XIVe et XVe siècles. Ces restes proviennent de l'église de la Madeleine à Genève.

Pour effectuer ces mesures nous avons fait construire un nouvel ostéomètre permettant la recherche facile des mesures de longueurs, d'angles et de flèches.

La longueur absolue moyenne de ces cent fémurs est de *451*^{mm},*4*, le graphique de la variation de cette dimension est fort régulier. La moyenne de la *longueur trochantérienne* est de *435*^{mm},*8*. La *longueur en position* offre une moyenne de *447*^{mm},7. Nous avons comparé ces résultats avec ceux que Bumüller a trouvés pour les fémurs du moyen-âge de Lindau. En effet, cette série de Bumüller donne une longueur absolue moyenne de 450^{mm},09, fort proche de la nôtre (451^{mm}); par contre la longueur en position est bien plus faible 441^{mm},1. Cette différence de 6^{mm},6 en faveur des fémurs genevois, provient probablement de l'angle que la diaphyse fémorale fait avec le plateau tibial.

Nous avons effectué la reconstitution de la taille en utilisant les travaux de L. Manouvrier. Les Genevois des XIVe et XVe siè-

cles possédaient une stature de 1m649. Voici quelques valeurs comparatives pour la taille :

Valais	(actuel)	Pittard.....	1m,63
Vaud	»	»	1m,64
Neuchâtel	»	»	1m,66
Genève	»	Lagotala ...	1m,67

Ossements de cimetières anciens :

St-Marcel, Paris (IVe-VIIe siècle)	Rahon	1m,65
St-Germain-des-Prés (Xe siècle)	»	1m,67

Essayer de comparer la taille actuelle des Genevois à la taille des Genevois du XVe siècle serait difficile, étant données les nombreuses causes ayant pu amener cette différence (immigration et naturalisation, causes sociales, etc.).

L'étude des diamètres antéro-postérieurs (D. A. P.) et transverse (D. T.) a été faite à 3 niveaux divers : au niveau de la région poplitée (tiers inférieur du fémur) au niveau de la région pilastrique (tiers moyen) et enfin dans la région sous-trochantérienne (tiers supérieur). Ces diamètres offrent des variations assez fortes allant du 30 % p. le D. A. P. de la région poplite au 48 % pour le D. A. P. de la région pilastrique.

L'indice pilastrique moyen $\left(\frac{100.\text{D. A. P.}}{\text{D. T.}}\right)$ est de *107,19 ;* la variation de ce rapport est de 45,61 % allant des valeurs 80,7 à 129,6 ; le 16 % des fémurs ont un indice inférieur à 100 ; 10 % un indice égalant 100 et 74 % un indice supérieur à 100.

L'indice pilastrique le plus faible a été trouvé par Manouvrier sur un nègre (71) le plus fort chez un Parisien (131,9).

Comparée aux séries européennes de Manouvrier et de Bumüller la série présentée ici, varie le moins pour les valeurs de l'indice pilastrique.

Tableau comparatif :

Fémurs de Lindau (Bumüller)	100,72
» Bavarois (Lehmann Nitsche)	105,3
» Tiroliens (sans indication de sexes, Frizzi)	105,—
» Français (Manouvrier)	104,8
» Parisiens (cité par Bumüller, sans indication des sexes)	109,2
» Genevois (Lagotala)	107,19

Les fémurs genevois sont donc extrêmement développés sous le rapport du D. A. P. dans le tiers moyen de la diaphyse générale (région pilastrique). Ceci est une preuve d'une très grande robusticité, dénotant, d'après Manouvrier, un fort développement du muscle crural.

L'indice de platymérie $\left(\frac{100.D.A.P.}{D.T.}\right)$ moyen est de *88,69.*

Répartition :

Platymérie antéro-postérieure		(moins de 80).....	16 %
»	»	(de 80 à 100).....	77 %
»	transversale	(de 100 à plus)	7 %

Comparaisons :

10 fémurs de Français modernes (Manouvrier)...			88,2
21 »	d'Indiens précolombiens	» ...	76,1
18 »	de nègres.............	» ...	85,3
Fèmurs de Lindau (Bumüller)......			79,2
»	Munich	»	86,—
100 fémurs Genevois		»	88,69

Il nous a paru intéressant de grouper nos cent fémurs en fonction de la croissance de la longueur absolue et d'étudier les variations des autres dimensions en fonction des variations de la longueur absolue.

Lorsque la longueur absolue s'accroît :

1° La longueur trochantérienne s'accroît relativement moins vite ; ce qui montre que les fémurs longs le sont par un fort développement de l'espace compris entre le grand trochanter et la tête fémorale. Les fémurs seraient donc longs par un grand allongement du col et par un moindre écrasement de celui-ci.

2° La longueur en position s'accroît relativement moins vite. Il y aurait là aussi à envisager (ce que nous ferons dans une prochaine note) l'influence de l'angle de la diaphyse et de celui du col.

3° Les D. A. P. et T. de la région poplitée s'accroissent inégalement, le D. T. augmentant plus vite que le D. A. P.

4° Le D. A. P. dans la région pilastrique s'accroît relativement plus vite que le D. T.

5° Le D. A. P. de la région sous trochantérienne s'accroît plus vite que la D. T. mais avec très peu de différence.

La Platymérie. — Nous avons étudié spécialement les aplatissements transversaux ou antéro-postérieurs que peut subir le fémur dans son tiers supérieur et décrits par Manouvrier. Nous avons formé une série spéciale des fémurs platymériques antéro-postérieurement et des fémurs présentant la platymérie transversale. Nous avons comparé ces deux séries à la série générale en ayant soin de ramener toutes les dimensions à *un fémur idéal dont la longueur serait de 100*^{mm}. De cette façon nous avons pu observer les variations que subissent les fémurs platymétriques et devant se rattacher au caractère de patymérie jusqu'à nouvel avis.

Lorsque la longueur absolue vaut 100 le

	D.A.P.	D.T.	D.A.P.	D.T.	D.A.P.	D.T.
	du tiers sup.		du tiers moyen		du tiers infér.	
Fémurs à platym. transv.	7.09	6.5	6.9	5.8	7.6	9.—
» » antéro-post.	5.63	7.53	6.26	6.1	7.3	8.82
» de la série totale	6.07	6.84	6.41	5.7	7.3	8.86

Nous constatons que par comparaison avec la série totale dans la platymérie transversale les D. A. P. des 3 régions sont mieux développés et qu'il en est de même pour les 2 D. T. de la partie inférieure de la diaphyse fémorale.

En ce qui concerne le fémur à platymérie antéro-postérieur les D. A. P. sont moins bien développés (pour le D. A. P. du tiers inférieur valeur égale) ainsi que le D. T. du tiers inférieur. Il n'y a que les diamètres transversaux des 2 tiers supérieurs qui marquent une augmentation.

Nous concluons *provisoirement* que pour la platymérie transversale ce caractère est lié à une très grande robusticité et que le fort développement des D. A. P. est général ; le fémur à platymérie transversale est aussi très développé transversalement dans le tiers inférieur.

La platymérie antéro-postérieure est localisée dans les tiers supérieur et inférieur.

De ces 3 types de fémurs, celui présentant la platymérie transversale serait le plus robuste.

M. le Pof. L. Duparc présente et explique la *carte géologique du district de Nicolaï-Pawda.*

M. R. Chodat présente au nom de M. de Coulon et au sien, le résultat d'expériences faites au sujet de *la luminescence de deux bactéries.*

Il s'agissait tout d'abord d'étudier les conditions de vie de ces bactéries pour les soumettre ensuite à une investigation rationnelle quant aux causes de la luminescence. La première est un microcoque isolé d'un poisson de mer acheté à Genève ; la seconde est le *Pseudomonas luminescens* Molisch. Les deux produisent de la lumière dans le bouillon de Molisch (viande de poisson). On s'est efforcé de remplacer ce milieu complexe et incertain d'expérience à expérience par des milieux de composition connue, soit pour ce qui est de la nutrition hydrocarbonnée, soit de la nutrition azotée. Le micrococque a réussi dans un bouillon exclusivement minéral additionné de 1 $^{0}/_{0}$ de peptone ou à la place de ce dernier, de glycocolle, d'asparagine ou d'urée. Pour cette espèce les sels ammoniacaux, l'hydroxylamine, les nitrates et les nitrites alcalins n'a-

vaient aucune valeur nutritive comme source d'azote et ne produisaient aucune luminescence. Ce microcoque devait être cultivé en présence de carbonate de calcium à cause de son action acidifiante. Les sucres suivants ont été assimilés avec luminescence : *glycose,* fructose, mannose ; le galactose est plus difficilement assimilé et la luminescence y est grandement retardée ; le glycose l'emporte sur les autres hexoses. Parmi les pentoses, le xylose a presque la valeur du glycose, l'arabinose est moins avantageux. Les disaccharides maltose et lactose provoquent la luminescence, tandis qu'elle ne se fait pas avec saccharose.

Pour le *Pseudomonas luminescens* on a pu obtenir, chose excessivement rare dans le monde des Bactéries des cultures lumineuses en substituant au bouillon de viande (poisson), soit le peptone, le glycolle, l'alanine, l'asparagine, l'urée, le tartrate d'ammonium, le nitrate d'ammonium, le nitrate de potassium. Cette bactérie se comporte donc comme un champignon saprophyte qui peut élaborer ses réserves azotées au moyen de sels ammoniacaux. On a cherché en partant de solutions salines *(Molisch)* additionnées de sucres (2 $^0/_0$) la proportion de ces diverses substances, p. ex. glycocolle 0,1 — 0,2 — 0,3 — 0,8 — 1,0 — 1,5 — 2 $^0/_0$. Au bout de 4 jours les ensemencements sur les milieux à 0,6 — 0 8 $^0/_0$ sont les plus lumineux, les tubes contenant 1,2 et 2 $^0/_0$ restent obscurs.

La concentration optimum de cet acide aminé correspond à celle trouvée expérimentalement ou calculée en N, par le peptone (1 $^0/_0$), Si au lieu de glycocolle on prend l'homologue supérieur l'alanine α il y a retard, c'est-à-dire qu'il faut attendre quinze jours ; mais il se trouve que c'est celui des tubes qui contient une quantité sensiblement équimoléculaires par rapport au glycocolle (0,84 $^0/_0$ d'alanine) qui devient lumineux. On a aussi déterminé le rapport exact entre la source azotée et la nourriture hydrocarbonée, soit en partant de l'asparagine sur agar, soit en milieux liquides ; la dose utile de glycose est de 2 $^0/_0$ si on part de milieux contenant 0,61 gr. d'asparagine. On a fait varier le glycose de 1 $^0/_0$-3,5 $^0/_0$. Et vice versa la dose de 0,5 d'asparagine a été trouvée optimum en milieu agarisé si ce dernier est additionné de 2 $^0/_0$ de glycose.

Le *Pseudomonas luminescens* semble préférer les alcools polyatomiques aux sucres, car sur des milieux contenant des quantités égales (2 $^0/_0$,) ce sont les dulcites, érythrite et mannite qui sont les premiers lumineux (3 jours) viennent ensuite saccharose et galactose, puis seulement maltose. Au bout de 6 jours xylose et fructose commencent à luire, l'arabinose tarde beaucoup (15 jours). Le résultat est négatif pour le raffinose et le polygalite, douteux pour le lactose.

On a examiné ensuite l'action d'anesthésiques sur la luminosité en partant de la méthode suivante : on sait qu'un milieu liquide contenant des bactéries phosphorescentes finit par s'éteindre. Il suffit de l'agiter avec de l'air pour lui redonner de la luminosité.

A un bouillon qui s'éteint spontanément en X' on additionne des doses croissantes de cyanure de potassium 0,1 — 0,2 — 0,3 0,4 — 0,5 — 0,6 cc. (d'une solution 1 %). On voit alors qu'aux très faibles concentrations il y a prolongation de la luminosité sans diminution d'intensité, l'optimum étant entre 0,1 et 0,2 cc. Les temps de luminosité sont p. ex. 75' — 510' — 420' — 180' — 140' 120' — 50' — 45'— 44' — 28'. Les expériences répétées ont fourni des courbes analogues. On voit dès lors que le cyanure a un effet excitant sur la durée de la luminosité, soit qu'il agisse comme co-ferment à la façon du HCN dans la catalyse d'oxydation de l'acide formique par H_2O_2 *(Loewenhart)* soit qu'il exerce son action par un autre mécanisme à étudier. On a trouvé la même loi pour le microcoque cité plus haut.

Les alcools méthyliques et éthyliques prolongent aussi la luminosité mais leur courbe d'action est différente avec sommet aigu croissant et décroissant rapidement. La dose la plus active est pour l'alcool éthylique 9 %, pour l'alcool méthylique 14 %. Correspondant aux concentrations qui dans la théorie de Overton-Czapek diminuent le mieux la sémiperméabilité tout en abaissant la tension superficielle de l'eau de 1— 0,6 — 0,7 (0,68 Czapek)

On a mesuré aussi pour le microcoque lumineux l'action de la température de 0° à 30°. L'optimum pour cette espèce est vers 14°, le minimum autour de 0°, le maximum au-dessus de 25°. La courbe est parfaitement régulière. Ainsi la durée de la luminosité, soit pour le facteur température, soit par le facteur HCN, passe par un optimum rapidement atteint (dans ce dernier cas courbe asymétrique) lentement atteint par la chaleur. La prolongation de la luminosité en fonction de la concentration des alcools est en rapport avec leur action de surface. Ces recherches sont continuées.

J. Briquet. — *Carpologie comparée des Santolines et des Achillées.*

Dans ses *Icones*, Reichenbach fil. ([1]), a réuni le genre *Santolina* L. au genre *Achillea* L., en donnant comme motif de cette réunion que le caractère tiré de l'évagination basilaire du tube corollin, avec calyptration partielle ou totale du sommet de l'akène — caractère distinctif souvent invoqué des Santolines et des Achillées

[1]) Reichenbach fil., Icones florae germanicae et helveticae t. XVI, p. 63 (1854).

— est trompeur *(characteres... vani)*. Il est certain qu'une séparation des deux genres est tout à fait impossible d'après la morphologie de la corolle, mais il n'en est pas de même si on prend le fruit en considération. Nous avons en effet examiné toutes les espèces connues du genre *Santolina* ([1]) et constaté que toutes possèdent des akènes tétragones ([2]), à section transversale médiane carrée ou au moins rectangulaire, apiculés-pédiculés à la base. Au contraire, dans les nombreux *Achillea* que nous avons étudiés à ce point de vue, l'akène est tronqué-sessile à la base, bicaréné, pourvu de deux côtes marginales parfois subaliformes; il est comprimé d'avant en arrière, à faces antéro-postérieures convexes et lisses. Les différences deviennent très saillantes si on examine la structure interne du péricarpe.

Dans le *Santolina Chamaecyparissus* L., que nous prenons comme type, la section transversale médiane de l'akène est quadrangulaire à la maturité, chaque angle étant pourvu d'une côte saillante plus ou moins arrondie, l'antérieure plus large et plus émoussée. L'épicarpe est formé d'éléments parallélipipédiques, allongés selon l'axe de l'akène, subisodiamétriques en section transversale, à paroi extérieure plus épaisse que les radiales et l'interne, à cuticule plus ou moins plissée. Ça et là, l'épicarpe est coupé de stomates, situés dans le plan des cellules annexes et à cellules de bordure plus petites que ces dernières. — L'endocarpe est aussi formé par des éléments parallipipédiques, mais beaucoup plus larges que hauts en section transversale, comprimés suivant le rayon, à parois d'épaisseur médiocre et uniforme, entièrement subérisées. Sur les faces latérales, l'épicarpe est séparé de l'endocarpe par une ou deux assises de petites scléréides mésocarpiques très lâches. Le corps des arêtes est occupé par un cordon de scléréides et de brachystéréides. Ce cordon s'étend sur les flancs de chaque arête et vient se raccorder avec le sclérenchyme mésocarpique externe des vallécules. Dans le demi-étui ainsi formé se trouve, correspondant à chaque arête, un petit cordon libéroligneux. Les deux faisceaux antérieurs sont rapprochés sous la

[1]) Il s'agit ici des Santolines vraies, section *Chamaecyparissus* DC. [Prodr. VI, 35 (1837)], à l'exclusion de la section *Babounya* DC., sur laquelle nous reviendrons.

[2]) Bentham et Hooker [Genera plantarum II, 1, p. 420 (1873)] et O. Hoffmann [in Engler et Prantl. Nat. Pflanzen familien IV, Abt. V, p. 271 (1890)] ont attribué au genre *Santolina* des akènes tri-tétragones, parfois pentagones. Ces indications proviennent d'un examen superficiel. Dans le cas des akènes trigones, on a négligé l'arête postérieure qui passe facilement inaperçue parce que l'akène est légèrement courbé. Dans le cas des akènes pentagones, on a compté à part les saillies qui, dans la jeunesse, correspondent aux faisceaux libéro-ligneux antérieurs.

côte antérieure qui est plus fortement lacuneuse dans la région interne et à sclérenchyme moins développé que ce n'est le cas dans les trois autres. Il y a donc cinq faisceaux dans le péricarpe, dont trois correspondent aux arêtes postérieure et latérale et deux rapprochées correspondent à la côte antérieure. Il n'y a pas de canaux sécréteurs. — La structure qui vient d'être décrite est celle des akènes de toutes les Santolines : les seules différences appréciables qui existent entre elles résident dans la saillie plus ou moins forte que font les arêtes, et encore ne pouvons-nous pas indiquer ces faibles différences comme constantes pour une espèce donnée.

Prenons maintenant les akènes de l'*Achillea Ageratum* L., espèce que Reichenbach fil. rapproche le plus des Santolines (section *Ageratium* de cet auteur), et nous aurons une image bien différente. Le corps de l'akène est comprimé, elliptique en section transversale ; le grand axe de l'ellipse est perpendiculaire au plan de symétrie du diagramme floral et, si la coupe passe par l'embryon, cet axe passe entre les deux cotylédons. La compression est toujours un peu plus marquée du côté postérieur de l'akène que du côté antérieur. Les sommets de l'ellipse sont surmontés chacun d'un appendice triangulaire, plus ou moins allongé, correspondant à la section transversale des deux côtes carinales. La structure du péricarpe ne peut être élucidée qu'en remontant à l'âge où l'ovaire porte encore une fleur non flétrie. L'épicarpe est alors formé d'éléments analogues à ceux décrits pour les Santolines, un peu plus hauts que larges en section transversale, à cuticule plus plissée ; les stomates sont rares. L'endocarpe ne diffère pas essentiellement de celui des Santolines, mais ses éléments ont des parois internes (en contact avec le cœlum de l'akène) plus épaisses. Le mésocarpe est formé d'éléments parenchymateux très lâches, particulièrement dans les côtes carinales, dont la base est occupée de bonne heure par une grosse lacune intercellulaire. Les faisceaux, flanqués chacun d'un canal sécréteur résinifère, sont au nombre de cinq [1], plongés dans le chlorenchyme mésocarpique et distribués comme suit : un au milieu de la face postérieure ; un à la base de chaque saillie carinale, mais plus rapproché de la face postérieure que de la face antérieure ; deux à la face antérieure, séparés entre eux par une distance à peu près égale à celle qui les separe des faisceaux carinaux. Si l'on fait des coupes en série, on constate que, tant à la base qu'au sommet de l'akène, les saillies carinales deviennent de plus en plus étroites, de sorte que

[1]) Ces cinq faisceaux correspondent aux cinq nervures interlobales de la corolle ; il en est de même pour les faisceaux mésocarpiques des Santolines.

les épidermes des deux faces arrivent à être en contact l'un avec l'autre, sans mésocarpe intercalé, et que les éléments épicarpiques du bord extrême de la saillie carinale sont plus petits que les autres. Dans la région basilaire, le parenchyme mésocarpique est aussi plus abondant. C'est par là que commence, à la germination, la déchirure de l'akène indéhiscent, lequel se divise en deux moitiés comprenant chacune une valve et deux demi-saillies carénales. A la maturité, les face antéro-postérieures se bombent sous la pression intense de l'embryon grossissant ; le mésocarpe s'écrase ; la résine des canaux sécréteurs se répand dans les éléments mésocarpiques écrasés, lesquels ne forment plus qu'une bande brune amorphe dans laquelle faisceaux et canaux sont absolument méconnaissables.

La structure qui vient d'être décrite se retrouve dans toutes les Achillées que nous avons étudiées, prises dans diverses sections du genre, avec une constance très grande et aussi avec une monotonie désespérante pour l'anatomiste. Les seules différences dignes de mention que nous ayons constatées se rapportent au contenu des côtes carinales. Certaines espèces (*Achillea Millefolium* L., *A. Ptarmica* L.) possèdent en effet dans les côtes carinales un cordon scléreux central à petits éléments, plus ou moins developpé.

J. Briquet. — *Organisation florale et carpologie de l'Achillea fragrantissima* (Forsk.) Boiss.

Une note précédente a mis en évidence les caractères carpologiques distinctifs des Achillées et des Santolines vraies, à l'exclusion du *Santolina fragrantissima* Forsk. [1], sur lequel A.-P. de Candolle a fondé un section *Babounya* [2]. Ce petit arbrisseau du désert d'Egypte, d'où il remonte jusqu'à l'Antiliban et à la Mésopotamie, a été sommairement décrit et figuré, après Forskahl (dont la diagnose est rudimentaire), par Delile [3]. Cet auteur nous apprend que les calathides (« fleurs ») sont verticales, ternées au sommet des pédoncules en corymbe, glanduleuses, blanches et cotonneuses avant l'anthèse, à involucre (« calices ») devenant oblong à l'anthèse, formé de bractées lancéolées, imbriquées, un peu convexes ; les fleurons sont hermaphrodites : le réceptacle est garni d'écailles semblables aux bractées inférieures de l'involucre ; les corolles sont cylindriques, ne dépassant l'involucre que par leur limbe ; le stigmate est bifide dépassant peu les anthères ; les

[1] Forskahl, Flora aegyptiaco-arabica, p. 147 (1775).

[2] A.-P. de Candolle, Prodromus systematis regni vegetabilis, t. VI, p. 36 (1837).

[3] A.-R. Delile, Flore d'Egypte, p. 119, tab. 42, t. III (1813).

akènes (« graines ») sont striés, glabres, ovés, tronqués au sommet. Les figures données par Delile montrent un akène oblong et nullement ové, mais ne permettant pas de se rendre compte de ce qu'il entend par le terme « strié ». En revanche, on voit l'akène coiffé dans sa partie supérieure par le tube corollin évaginé-calyptrant à la base. Ce détail est d'autant plus important que A.-P. de Candolle ([1]) a affirmé le contraire de ce qu'a figuré Delile et s'est précisément servi du tube non évaginé à la base, combiné avec la forme ovée des calathides, pour caractériser sa section *Babounya!* Edm. Boissier ([2]) déclare n'avoir pas vu les akènes; il accepte sans observation la caractéristique de la corolle donnée par A.-P. de Candolle. Les auteurs qui ont suivi les précédents n'ont donné aucun détail original ni sur la fleur, ni sur le fruit du *S. fragrantissima*. En présence des contradictions existantes, il importait de refaire une étude de la fleur et du fruit de cette espèce, en opérant avec plus de détails et de précision que Delile ne pouvait le faire il y a plus d'un siècle. C'est à cette étude que nous consacrons la note suivante.

Les calathides semi-ovoïdes de l'*Achillea fragrantissima* atteignent à l'anthèse env. 6 × 6^{mm} en section longitudinale; leur involucre est formé de bractées elliptiques inégales, imbriquées, faiblement et brièvement tomenteuses extérieurement, à nervure dorsale un peu cartilagineuse, pourvues de glandes sessiles sous les poils, obtuses et scarieuses au sommet. Le réceptacle, petit et anguleux, est hémisphérique et porte des écailles elliptiques-oblongues, concaves, scarieuses-hyalines, denticulées-lacérulées sous le sommet qui est obtus ; la nervure médiane est accompagnée d'un grand canal sécréteur résinifère fusiforme, qui occupe toute la moitié inférieure de l'écaille. Celle-ci, comme l'a dit Delile, atteint à peu près en longueur la base des lobes corollins de la fleur située à son aisselle.

Les fleurs sont toutes hermaphrodites, actinomorphes, tubuleuses et jaunâtres. La corolle possède un tube long de 2^{mm}, rétréci vers les $^2/_3$ supérieurs, puis élargi en gorge courte, mais plus ample que le tube. Dans les $^2/_3$ inférieurs le tube est dilaté presque dès la base et un peu comprimé bilatéralement d'avant en arrière. Les nervures interlobaires ne participent pas à cette dilatation, qui est d'ailleurs modérée; elles restent groupées 3 à la face postérieure, 2 à la face antérieure. La base du tube est nettement, quoiqu'assez faiblement, évaginée-calyptrante, coiffant le bord supérieur de l'ovaire d'une façon un peu plus accentuée du côté postérieur que du côté antérieur. Une autre particularité consiste

[1]) « Cor. tubus gracilis super ovarium non productus » : D. C., *l. c.*
[2]) E. Boissier, Flora orientalis, t. III, p. 272 et 273 (1875).

dans la présence de grosses glandes épidermiques sessiles disposées à peu près exclusivement en une série longitudinale qui jalonne chacun des flancs dilatés du tube corollin. Ce n'est guère que dans la région des lobes que les glandes adoptent une distribution plus disséminée. Les 5 lobes corollins ogivaux sont hauts de 0,8-1^{mm}, reployés en dehors à la fin ; leur face interne ne possède pas de champ de papilles différencié. Les étamines ont des anthères longues d'env. 1,3^{mm} (appendices compris), à appendice apical glotté-ogival, passant sans rétrécissement au corps de l'anthère, ce dernier à loges arrondies-incrassées à la base, mais sans appendicules basilaires différenciés ; les anthéropodes, longs d'env. 0,4^{mm}, sont un peu élargis au-dessous du milieu. Le style, long à la fin d'env. 3^{mm}, possède, au-dessus du rétrécissement basilaire, un épiregme en forme de large cône, nettement tronqué à la base ; le corps même du style a un calibre à peu près constant de la base au sommet. Les branches stylaires, longues d'env. 0,7^{mm}, sont comprimées, pourvues chacune de 2 bandes stigmatiques latérales ; elles sont tronquées-convexiuscules au sommet un peu élargi et abondamment ciliées de poils balayeurs claviformes plus longs du côté extérieur que du côté intérieur.

L'akène est oblong, un peu rétréci dans sa partie inférieure, long d'env. 2^{mm}, atteignant sa plus grande largeur (env. 0,6^{mm}) au-dessus du milieu, tronqué au sommet et à la base, dépourvu de toute espèce de pappus, à champ apicilaire portant un nectaire légèrement creusé en godet, au centre duquel s'élève le style. Le corps de l'akène est très fortement comprimé d'avant en arrière, bicaréné, à faces antérieures et postérieures lisses, faiblement convexes, et à ce point hyalines que l'on peut, par transparence, voir tous les détails de l'ovule d'abord, de l'embryon ensuite. L'épicarpe et l'endocarpe sont construits comme dans les akènes des Achillées décrites par nous antérieurement, mais les parois externes des éléments épicarpiques sont peu épaissies et il n'y a pas de stomates. Le mésocarpe est en général réduit à une seule assise d'éléments parenchymateux dépourvus de chloroplastes. Les côtes carinales sont très peu développées, à tissu parenchymateux délicat. Il n'y a que deux faisceaux libéro-ligneux régulièrement développés : ce sont les faisceaux carinaux et ils ne sont pas accompagnés de canaux sécréteurs résinifères. Les trois autres faisceaux sont rudimentaires : ils peuvent ne comporter que 1 ou 2 trachées avec un très petit îlot libérien, et cela souvent seulement dans la moitié inférieure de l'akène, ou se réduire à un seul tube criblé, voire même n'être représentés que par un cordon de cellules prosenchymateuses, auquel cas ils sont très difficiles à déceler.

Revenant maintenant à la question des affinités du *Santolina fragrantissima* Fork., il est assez piquant de constater que cette

espèce se rapproche des *Santolina* par le principal caractère qui, au dire de A.-P. de Candolle, devrait l'en séparer: le tube corollin est en effet évaginé-calyptrant à la base presqu'autant que dans la *Santolina rosmarinifolia* L. Mais nous avons vu que ce caractère se retrouve chez diverses Achillées et n'a pas l'importance qu'on lui attribuait jadis. En revanche, l'akène comprimé, bicariné, à faces lisses, fait incontestablement de notre espèce un *Achillea*. Cependant, la réduction des faisceau libéro-ligneux autres que les carinaux, l'absence de canaux sécréteurs et le péricarpe hyalin sur les faces, sont autant de caractères saillants, qui joints à ceux du port obligent à accorder à notre espèce une place à part dans le genre *Achillea*. L'*Achillea fragrantissima* constitue mieux que le type d'une série *Babounyae* comme l'a proposé Boissier [1], c'est certainement le type d'une section particulière (*Achillea* sect. *Babounyae* O. Hoffm. [2]) à mettre en parallèle avec les sections *Millefolium*, *Arthrolepis*, *Ptarmica*, etc., déjà reconnues.

Séance générale annuelle du 20 janvier 1916.

Edouard Claparède. Rapport sur l'activité de la Société pendant l'année 1915.

M. Edouard Claparède, président sortant de charge, donne lecture de son rapport sur l'activité de la Société pendant l'année 1915. Le rapport contient une notice biographique sur C. Brunner de Wattenwyl, membre honoraire, décédé en 1914.

Séance du 3 février.

Amé Pictet. L'action catalytique que certains chlorures métalliques exercent sur le pétrole. — Ph.-A. Guye. La pyrogénation du pétrole en présence de divers catalyseurs. — E. Briner. Les équilibres chimiques aux températures et pressions très élevées. — C. Margot. Modèle simplifié d'hygromètre à condensation. — Ed. Sarasin et Th. Tommasina. Constatation de deux faits nouveaux dans l'étude de l'effet Volta par la radioactivité induite.

M. le prof. Amé Pictet parle de *l'action catalytique que certains chlorures métalliques exercent sur le pétrole*. Lorsqu'on

[1]) Boissier, *op. cit.*, p. 254.

[2]) O. Hoffmann in Engler et Prantl. Die natürlichen Pflanzenfamilien, IV, Abt. V, p. 273 (1890). — L'auteur s'est basé pour établir cette section uniquement sur le port et les calathides semi-ovées homogames (on

ajoute du chlorure d'aluminium anhydre au pétrole lampant du commerce, ou aux huiles lourdes qui servent de combustibles dans les moteurs Diesel, on voit le sel se dissoudre et le liquide prendre une coloration brune. Si l'on soumet le tout à la distillation fractionnée, 40 % environ du liquide passent entre 40 et 140° sous la forme de *benzine* (densité 0,70-0,75) ; 40 % distillent ensuite sans modification entre 140 et 400°, et il reste 20 % d'une substance solide, noire, fusible au-dessous de 100°, et qui n'est autre chose que de l'*asphalte*.

L'opération a été étudiée au point de vue technique par la maison B. Siegfried à Zofingue, en vue de l'obtention d'essences pour automobiles à partir du pétrole lourd.

Quant au mécanisme de la réaction, il a fait l'objet de recherches que M. Pictet a faites avec la collaboration de Mme J. Lerczynska. Les principaux résultats de ce travail sont les suivants :

La benzine retirée des fractions supérieures du pétrole de Bakou par l'action du chlorure d'aluminium n'est point identique à celle que fournit ce même pétrole, à l'état brut, par simple distillation. Elle contient une plus forte proportion d'hydrogène et possède une chaleur de combustion plus élevée (11,386 calories au lieu de 11,125). Elle est formée essentiellement de carbures d'hydrogène des formules C_6H_{14} et C_7H_{16}, tandis que la benzine russe naturelle contient les carbures C_6H_{12} et C_7H_{14}.

Cette différence de composition donne la clef du phénomène. L'action du catalyseur sur les molécules cycliques du pétrole consiste en une séparation des chaînes latérales que possèdent ces molécules. Ces chaînes entraînent avec elles un ou plusieurs atomes d'hydrogène du noyau naphténique, formant ainsi un mélange de carbures aliphatiques saturés et très volatils ; c'est ce mélange qui constitue la benzine artificielle.

Quant aux noyaux moléculaires non saturés qui forment les résidus de ce dédoublement, il ne sont pas stables et se combinent les uns aux autres pour donner des composés très peu volatils et solides à la température ordinaire ; cette condensation donne naissance à l'asphalte.

Ce dernier point présente un certain intérêt relativement à la question de l'origine de l'asphalte naturel. On a toujours mis cette origine en relation avec celle du pétrole, étant donné que les gisements de l'un et de l'autre se rencontrent dans les mêmes régions, et que certains pétroles tiennent une quantité notable d'asphalte en dissolution. On admet donc généralement que l'asphalte est un

connaît cependant de vraies Achillées à calathides flosculeuses ou subflosculeuses). Dans le cas particulier, ce procédé intuitif a bien réussi, encore que dépourvu de base analytique.

produit de transformation du pétrole; mais on n'est pas d'accord sur l'agent de cette transformation. La plupart des auteurs le voient dans l'oxygène de l'air; d'autres ont regardé comme plus probable l'intervention de catalyseurs de nature encore inconnue. On voit que l'expérience vient à l'appui de cette dernière hypothèse.

M. Ph.-A. Guye signale que divers travaux ont été entrepris dans son laboratoire sur *la pyrogènation du pétrole en présence de divers catalyseurs*, à la suite des recherches analogues entreprises par M. Petroni (1912-13) et par MM. Darier, Briner et Durand (1913-14). Ces nouvelles expériences, exécutées comme travaux de diplômes, auxquelles huit collaborateurs ont déjà participé, ne sont pas encore assez avancées pour être publiées dans leurs détails. On peut mentionner cependant comme premier résultat obtenu, la constatation qu'entre 500° et 700° la paille de fer favorise la formation de benzines, avec un optimum donnant, pour 100 cm^3 de pétrole jusqu'à 30 cm^3 de produits volatiles en-dessous de 160° (collaboration de M. H. Sigg); on a constaté aussi la formation de propylène qui a été aussi étudiée de plus près dans une nouvelle série d'expériences au cours desquelles on se propose d'examiner l'effet de la pyrogènation sur les diverses fractions du pétrole. Avec la fraction 60°-90°, pyrogènée en présence de la paille de fer entre 650° et 750°, on a recueilli, à partir de 100 gr. de produit initial, jusqu'à 9 gr. de propylène (collaboration de M. A. Pinkus).

Le propylène ainsi obtenu serait facilement transformable en dérivés propyliques, acétone, etc. Ces recherches seront continuées.

E. Briner. — *Les équilibres chimiques aux températures et pressions très élevées. Application cosmogonique: Le problème de l'origine chimique du rayonnement solaire.*

En étendant aux températures très élevées les équations thermochimiques telles qu'elles s'écrivent pour les conditions ordinaires, on était arrivé à des conceptions erronées. D'après celles-ci en effet on aurait pu prévoir l'existence, aux températures très élevées et sous des pressions modérées, de systèmes très complexes constitués par une série de corps dits endothermiques parce qu'ils se forment avec absorption de chaleur. L'auteur montre au contraire, en s'appuyant sur les phénomènes de dissociation des molécules en atomes étudiés récemment, que, formées à partir des atomes, toutes les combinaisons deviennent exthermiques, c'est-à-dire dégagent de la chaleur. Par l'élévation de la température seule les dissociations prendront finalement le pas sur les autres et le milieu

sera ramené à l'état élémentaire, conformément aux faits d'observation.

Si l'on fait intervenir, dans les systèmes chimiques soumis aux températures élevées, des compressions suffisamment intenses, celles-ci, d'après la théorie, agiront en sens inverse de l'échauffement et permettront alors la formation de systèmes complexes renfermant atomes et molécules de corps simples et composés. En partant de ces considérations l'auteur étudie diverses applications, notamment la question si controversée de l'origine du rayonnement solaire.

Le rayonnement est si intense que, même en attribuant à la masse solaire une chaleur spécifique très forte et des températures très élevées, la réserve d'énergie accumulée sans forme de chaleur n'aurait suffi à l'alimenter que pendant quelques milliers d'année après lesquelles l'astre se serait refroidi complétement. Or, comme le rayonnement s'est effectué sans changement apparent pendant l'époque historique et pendant de longues périodes géologiques, dont on estime la durée à plusieurs centaines de millions d'années, force nous est bien d'admettre qu'il y a, dans le bilan du soleil un côté recettes sensiblement équivalent au côté dépenses, ainsi que l'exprime si bien l'éminent physico-chimiste S. Arrhénius. Ce savant, frappé de l'insuffisance des diverses explications proposées, à émis une théorie nouvelle bassée sur la destruction de corps endothermiques qui seraient accumulés dans le soleil. Cette hypothèse n'est pas conciliable avec les vues exposées par l'auteur et qui reposent sur les recherches modernes. Si l'on veut chercher dans les réactions chimiques l'origine du rayonnement solaire, les conditions exigent l'intervention non pas des décompositions, mais des formations de composés plus au moins complexes. Ces synthèses dégageront des quantités considérables de chaleur surtout lorsqu'elles s'effectuent à partir des atomes, mais les valeurs fournies par le calcul sont encore infiniment loin de satisfaire l'esprit. Aucune des manifestations de l'affinité chimique connues actuellement n'étant suffisantes, on en est réduit, si l'on s'en tient à une interprétation purement chimique, à faire intervenir des réactions très riches en énergie entre les produits de désagréation de l'atome, qu'il faudrait alors supposer dissociable aux températures très élevées.

C. Margot. — *Modèle simplifié d'hygromètre à condensation.* — Le modèle d'hygromètre à condensation présenté par l'auteur est constitué par une enceinte de forme cylindrique contenant de l'éther, fermée sur la face que regarde l'observateur par un disque mince en laiton nickelé parfaitement plan et poli. A cette première enceinte sont fixés les ajutages d'aspiration et un

thermomètre. Une seconde enceinte de forme tronconique est vissée à la première ; elle est fermée elle-même par une glace qui permet de voir avec précision le dépôt de rosée apparaître sur la surface nickelée. Elle porte aussi deux ajutages, dont l'un est mis en communication par une conduite appropriée avec l'air dont on veut fixer le point de saturation, et l'autre avec un aspirateur. Cet hygromètre est d'une construction plus simple que l'hygromètre bien connu de Crova, tout en étant d'une précision suffisante pour les exercices pratiques de physique.

Ed. Sarasin et Th. Tommasina. — *Constatation de deux faits nouveaux dans l'étude de* l'effet Volta *par la radioactivité induite.*

Nos recherches de laboratoire sur les phénomènes inhérents à la radioactivité induite nous ont fait découvrir *l'effet Volta* que nous avons annoncé à la séance du 3 juillet 1913. [1]

Les mesures des décharges successives plus ou moins rapides d'un électroscope exposé aux émanations du Radium et au rayonnement secondaire des cloches, ou enceintes quelconques, radioactivées, donnent graphiquement une courbe appelée courbe de désactivation. On a deux de ces courbes au lieu d'une, lorsque la charge se dissipe avec une vitesse qui varie selon le signe. Nous ne nous attarderons pas à décrire notre dispositif, nous renvoyons à nos publications précédentes. Pour la clarté de cette Note, il suffit de rappeler qu'on se sert d'un électroscope à feuilles d'aluminium, avec échelle, miroir et loupe : sa capacité portant la charge est une tige métallique exposée aux émanations et au rayonnement de la cloche métallique radioactivée placée sur le plateau de l'appareil. Dans la cloche en expérience est introduite une cloche métallique trouée, formant écran-grille, que rayons et émanations doivent traverser pour atteindre la tige électrisée. Ce dispositif nous avait permis de reconnaître que si l'on alterne successivement les signes de la charge on a toujours deux courbes de désactivation si cloche et écran, reliés métalliquement par le plateau de l'appareil, sont de métaux différents. La distance séparant les deux courbes est d'autant plus grande que les deux métaux s'approchent davantage des extrêmes opposés de la série de Volta. Le nom d'effet Volta était évidemment le mieux approprié à un tel phénomène.

Nous avons appelé *effet a*, celui produit par la cloche en cuivre lorsque l'écran est en zinc, car en ce cas la courbe des décharges positives est la plus élevée, ces décharges étant plus rapides ; *effet*

[1]) *Archives*, t. XXXVI, p. 284-88.

b, celui produit par la cloche en zinc avec l'écran en cuivre où la courbe des décharges négatives est plus élevée que celle des positives. Quand cloche et écran sont du même métal on a une seule courbe de désactivation : ce sont donc les effets *a* et *b* qui constituent l'effet Volta.

Partant de la théorie du contact d'après laquelle le zinc émet des ions positifs et le cuivre des ions négatifs, nous avons voulu voir si l'intervention de la radioactivité induite pourrait confirmer cette hypothèse en manifestant le phénomène séparément, c'est-à-dire sans la présence simultanée des deux métaux. Pour ce but on a remplacé l'écran-cloche troué métallique par un autre identique en carton. Or l'expérience a montré que les cloches *Zn* ou *Al* donnaient encore l'effet *b*, tandis que les cloches en cuivre ou en laiton ne donnaient point l'effet *a* qu'on attendait. En recherchant la cause de cette anomalie nous avons découvert que le plateau en laiton de l'appareil jouait le rôle du deuxième métal, bien qu'en contact direct avec la cloche qu'il supporte. En effet, ayant placé sur le même plateau, mais isolé de lui par un diélectrique, un disque en *Zn* ou en *Al*, l'effet *a* se produisit immédiatement.

Nous venons de constater ainsi, que l'effet Volta se manifeste avec un couple voltaïque en contact direct et continu. Une cloche *Cu* placée sur un disque *Zn* ou *Al*, donne l'effet *a* ; une cloche *Zn* ou *Al* placée sur un disque *Cu* donne l'effet *b*. L'écran-cloche troué en carton semble nécessaire pour produire le phénomène, mais ici encore on a toujours une seule courbe lorsque cloche et disque sont du même métal.

Frappés par cette intervention si évidente du couple voltaïque, nous nous demandâmes si le courant d'un élément de pile pourrait produire les mêmes effets. Pour vérifier la chose nous nous sommes servis d'une cloche cylindrique métallique comme les précédentes, mais percée au centre de sa base supérieure. Cette petite ouverture était fermée par un bouchon isolant traversé par un fil métallique venant s'appuyer sur le sommet de l'écran-cloche du même métal que la cloche radioactivée qui le renferme. En outre cloche et écran n'étaient point placés directement sur le plateau mais sur un disque isolant. Nous utilisâmes comme pile un élément *Zn*, eau salée, *Pt*, ayant ajouté au platine du charbon de cornue pour retarder la polarisation et pour augmenter la surface de l'électrode positive et par là le potentiel de la pile.

L'expérience a confirmé pleinement notre hypothèse. Sans l'intervention du courant de la pile, cloche et écran étant du même métal, on obtient une seule courbe de désactivation, mais dès qu'on fait passer le courant entre la cloche et l'écran la courbe se dédouble. On a l'effet *a* lorsque le courant va de l'écran à la cloche, c'est-à-dire lorsque l'écran est relié au pôle positif *Pt-charbon* de la pile

et la cloche au pôle négatif Zn ; on a l'effet b quand le courant va de la cloche à l'écran, celui-ci étant relié au pôle négatif et la cloche au positif.

Nous considérons ce deuxième fait nouveau, que nous appelons *effet pile*, comme ayant une importance capitale pour l'étude de notre effet Volta, car il permet par comparaison directe d'expliquer les faits précédemment constatés par nous. On a là un dispositif très sensible avec lequel on peut étudier directement soit le cas des électrodes séparées par de l'air, soit celui des électrodes en contact et de comparer leur effet à un effet analogue dû à la seule action du courant d'un élément de pile. Ce serait donc l'appareil expérimental longtemps cherché pour résoudre la question la plus importante de la théorie de la pile, à savoir si l'hypothèse de l'action chimique doit remplacer celle du potentiel spécifique ou vice versa, ou bien si les deux actions peuvent ou doivent coexister.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 19 juin 1915

J. Perriraz. Anomalies des narcisses. — H. Fæs. Les vignes dites producteurs directs. — F. Porchet. Qualité des produits des producteurs directs. — C. Dusserre. Destruction des herbes adventices par les substances chimiques.

M. J. Perriraz. *Anomalies des narcisses.* — Ce travail a paru dans le *Bulletin* de septembre.

M. H. Fæs traite des *vignes dites producteurs directs*, résumant spécialement les travaux et observations effectués à la Station viticole du Champ de l'Air, à Lausanne.

M. H. Fæs indique rapidement la littérature déjà parue sur le sujet et décrit la technique de l'hybridation de la vigne.

Après avoir rappelé les producteurs directs de la première heure, importés d'Amérique, il donne des renseignements sur les nouveaux hybrides obtenus par les viticulteurs d'Europe.

Résistance au mildiou, à l'oïdium et au phylloxéra, bonne production qualitative et quantitative, telles sont les principales qualités que l'on réclame des producteurs directs. Tout en faisant circuler des raisins et des feuilles d'hybrides, M. H. Fæs indique de quelle façon on a pu répondre à ces grandes exigences et quels sont les résultats aujourd'hui acquis.

En résumé, il a été effectué de grands progrès dans l'hybridation de la vigne, mais il reste encore beaucoup à faire.

Faisant suite à ce qui précède, M. F. Porchet présente quelques considérations sur les observations faites sur la *qualité des produits des producteurs directs* expérimentés dans les vignes d'essais de la Station viticole du canton de Vaud, Cette qualité

subit des variations extraordinaires d'un numéro de P. D. à l'autre dans la série des années. Pour tenter de simplifier cet examen, M. Porchet éuumère comme suit les principales causes de variations.

1° *Diversités résultant de la persistance dans les hybrides de caractère de variétés parentales.* Une série de numéros doivent au *V. Rupestrli* dont ils ont du sang un goût herbacé plus ou moins prononcé qui les déprécie totalement. D'autres, dérivés du *V. Labrusca* ou de ses hybrides, ont conservé de leur ancètre le goût de framboisé, même foxé, qui leur enlève toute valeur comme variétés vinifères, du moins dans notre vignoble. Beaucoup de P. D. ont gardé de leur origine en partie sauvage des grains petits, pâteux, fortement colorés, qui en font des cépages de peu de production et de faible rendement au pressoir.

2° *Caractères résultant de la diversité d'adaptation au milieu* (sol, climat). Dans les diverses régions du vignoble vaudois, les P. D. se sont révélés comme cépages à évolution de maturation en général lente, tout spécialement en ce qui concerne l'oxydation de l'acide malique, qui doit amener la disparition totale de celui-ci dans les raisins parfaitement mûrs.

Si donc la cueillette vient interrompre cette évolution chimique, on aura des raisins de composition plus anormales que celles des chasselas cultivés dans les mêmes signes. Résultats : des variations de composition bien plus considérables dans la série des années que celles observées dans notre vignoble pour le chasselas.

Ainsi, de 1905 à 1914, les variations extrêmes enregistrées pour les moûts de *Seibel 156* sont, pour les diverses régions du vignoble vaudois :

Sucre %.	de 11,6 à 23,3
Acidité totale ‰ . .	de 7,0 à 25,0

Seibel 1006 a oscillé :

Sucre %.	de 8,6 à 22,9
Acidité totale ‰ . .	de 8,3 à 22,6

Ces oscillations, incompatibles avec les habitudes locales de la consommation, se retrouvent dans une même année d'une région à l'autre. Ainsi le même P. D. blanc *Gaillard 157* a donné en 1913 les vins suivants, suivant l'exposition des vignes :

	Littoral du Léman	Littoral du lac de Neuchâtel
Alcool ‰ . . .	8,0	5,3
Extrait gr. l. . .	16,6	16,6
M. ménérales. .	1,6	1,68
Acidité totale ‰	7,9	7,9
» volatile .	0,6	0,4
» tartrique	4,1	4,6
» lactique.	3,2	5,4

Des variations semblables résultent naturellement du mode de culture et de taille. Aussi un *Seibel 2006* a donné :

	Sucre %	Acidité totale ‰
Taille courte	21,8	8,3
» longue	13,8	19,0

Cette lenteur dans l'évolution, qui sera étudiée plus en détail dans un travail en cours, se répercute également dans l'intensité du colori, bouquet, faux goût des P. D. en observation. Les raisins très mûrs étant naturellement plus bouquetés, éventuellement plus foxés, que ceux du même numéro placé en mauvaises vignes ou dans une année froide.

3° *Caractères résultant de la variété dans les phénomènes de maturation des vins.* Ce qui précède explique qu'un même P. D. donnera suivant les conditions de milieux des moûts non seulement plus ou moins sucrés mais ayant aussi une composition qualitative différente. La présence de fortes quantités d'acide malique en particulier joue un rôle important dans l'évolution du vin. Cet acide rétrogradant en acides lactique et cabonique.

M. Porchet a observé en général dans les vins de P. D., obtenus dans les essais dont il est question ici, des vins pouvant être agréables jeunes, parce que souvent imprégnés de gaz carbonique, mais qui perdent en vieillissant, ce en quoi ils sont donc de caractère opposé à celui des vins de Chasselas de nos coteaux. Cette question également fait l'objet de recherches en cours.

Tous les facteurs indiqués ci-dessus jouant ensemble, on conçoit la possibilié de variations vraiment désordonnées dans la composition des raisins et vins de P. D. obtenus dans diverses vignes et dans la série des années. C'est ce que M. Porchet caractérise par l'énumération des caractères analytiques et gustatifs de divess types de vins de P. D. obtenus dans les vignes de la Station viticole.

M. C. Dusserre. — *Destruction des herbes adventices par les substances chimiques.*

L'on a, depuis longtemps déjà, cherché à utiliser les propriétés plasmolysantes, corrosives ou vénéneuses des sels, des alcalis ou des acides pour se débarrasser de la végétation adventice sur les voies et chemins ou dans les champs et les prairies. C'est ainsi que l'on emploie une solution à 10 % environ de sel de cuisine, aussi chaude que possible, pour détruire la mauvaise herbe dans les cours et chemins ; le sulfate de fer en poudre fine, répandu à raison de 400 à 600 kg. par hectare, est un destructeur de la mousse dans les prairies, qui empêche la croissance des bonnes plantes ; ces substances sont utilisées depuis nombre d'années.

Vu la cherté actuelle de la main-d'œuvre, l'on cherche à remplacer les sarclages, longs, coûteux et pénibles, par des traitements au moyen de substances chimiques, plus expéditifs et plus économiques ; on peut utiliser pour cela un grand nombre d'ingrédients et il s'agit de faire un choix parmi les plus actifs et les moins coûteux.

L'on vend sous le nom d'herbicide « Weed Killer » un composé d'arsenic qui est dissous dans l'eau à raison de 1 à 2 $^0/_0$ et sert à arroser les chemins envahis par la mauvaise herbe; celle-ci est rapidement tuée et ne repousse pas de longtemps. Les chemins de fer américains utilisent, paraît-il, ce procédé pour le nettoyage des voies, en se servant de wagons-citerne munis d'un dispositif d'arrosage; l'on peut arriver au même résultat en utilisant des solutions plus ou moins concentrées d'alcalis caustiques. Le tan épuisé sert aussi à maintenir propres les allées de jardins.

Il est plus difficile de détruire les mauvaises herbes dans les champs et les prairies, sans nuire trop à la croissance des bonnes plantes; pour se débarrasser des grands rumex (vulg. lampés) qui infestent certaines parties surfumées, on verse sur le cœur de la plante quelques centimètres cubes de produits dérivés du goudron : carbolinéum, carbénol, etc ; ces liquides corrodent la racine jusqu'à une assez grande profondeur et les empêchent de repousser.

Les champs de céréales sont assez fréquemment envahis par des plantes adventicees, dont une des plus nuisibles est la moutarde sauvage (vulg. senève); la graine conserve pendant des années ses facultés germinatives et les champs où l'on a laissé mûrir la plante sont infesté pour longtemps. Le sarclage, l'arrachage à la main, l'écimage à la faux ne sont guère praticables, parce que trop longs et trop coûteux : aussi a-t-on accueilli avec empressement le procédé d'un viticulteur rémois, qui avait remarqué, vers les années 1890, que l'aspersion des bouillies cupriques détruisait les moutardes, sans nuire sensiblement aux graminées.

Pour détruire les moutardes, les ravenelles, dans les champs de céréales, on les arrose un matin de beau temps avec une solution de 3 à 5 $^0/_0$ de sulfate de cuivre, quand ces plantes ont poussé trois ou quatre feuilles et recouvrent bien le sol ; la concentration doit être d'autant plus forte que la plante est plus âgée, plus dure et l'on répand 800 et 1000 litres de solution par hectare. On peut remplacer le sulfate de cuivre par du sulfate de fer, en solution à 15-20 $^0/_0$. Si la céréale est chétive et a besoin d'une fumure azotée, on peut, avec avantage, diminuer ces doses de moitié et les remplacer par 10 à 20 $^0/_0$ de nitrate de soude, qui agit à la fois comme destructeurs des moutardes et engrais pour la céréale. Ces solutions se répandent au moyen de tonneaux montés sur roues et munis d'une pompe et de jets d'arrosage.

L'emploi des solutions exigeant le transport et l'épandage d'assez grandes quantités d'eau ; on peut les remplacer par des substances en poudre fine : sulfate de fer desséché et moulu (200 à 400 kg. l'ha.), kaïnite moulue (700 à 1000 kg.), cyanamide ou chaux azotée (200 à 300 kg.) l'action de cette dernière est cependant moins marquée, mais elle agit comme engrais azoté. L'épandage des produits en poudre se fait à la main, le matin de bonne heure, par la rosée ou après la pluie et doit être suivi également, pour être efficace, d'un temps sec et chaud.

Les autres mauvaises herbes de nos champs de céréales : chardons, chénopodes, orties royales, liserons, bleuets, etc., ne sont détruits que partiellement par les ingrédients ci-dessus ; lorsque ces plantes prédominent et ne peuvent être enlevées à la main, on arrose le champ envahi avec une solution étendue d'acide sulfurique. En France, on applique des doses allant de 3,5 jusqu'à 10 litres d'acide concentré pour 100 litres d'eau, sans trop de dommage pour la céréale ; dans nos essais, nous avons obtenu ce printemps les meilleurs résultats en utilisant 2 à 5 litres d'acide concentré par 100 litres d'eau et en appliquant environ 1000 litres de liquide par hectare, au moyen du pulvérisateur.

L'application de ces divers ingrédients se fait sentir beaucoup plus sur les autres plantes, qui sont rapidement désorganisées et brûlées, que sur les céréales, dont les feuilles érigées couvertes d'une cuticule cireuse, ne se laissent pas imprégner par les solutions ou les poudres ; les extrémités tendres des feuilles sont rougies, en partie brûlées, mais après un arrêt de végétation de quelques jours la céréale reprend une nouvelle vigueur, disposant de l'espace et de la nourriture accaparée pa les herbes adventices.

Ces procédés de destruction ne peuvent être utilisés dans les autres cultures, telle que plantes sarclées, qui en souffriraient au même degré que les herbes dont on veut se débarrasser ; le nettoyage peut se faire du reste facilement à la main ou au moyen d'instruments.

Séance du 7 juillet

J. Perriraz. Influence du radium sur les plantes.
Paul-L. Mercanton. Les tirs grêlifuges.

J. Perriraz. — *Influence du radium sur les plantes.*

L'influence du radium sur les plantes a donné lieu à une série d'observations souvent contradictoires ; ces contradictions proviennent en grande partie du fait que les minerais de radium ou les sels n'étaient pas suffisamment bien dosés et mis dans des

conditions très différentes en contact avec les plantes. Il résulte cependant des études récentes que le radium à forte dose a une action nocive très rapide sur tous les organes; qu'à faible dose il agit comme stimulant. Dans les premiers âges de la plante, son action est nettement marquée par l'augmentation du développement des racines; de ce fait important, il résulte inévitablement un accroissement correspondant de la partie verte du végétal. Tous les végétaux ne réagissent pas de la même façon; quelques familles sont plus sensibles que d'autres; il y en a sur lesquelles le radium n'a aucune action ; sur d'autres enfin le résultat est négatif. Le radium semble également agir comme stimulateur des bactéries nitrogènes ; des essais en horticulture ont montré son influence bienfaisante sur les plantes à fleurs, les inflorescences étant plus fournies, souvent plus vivement colorées.

M. Paul-L. Mercanton a cherché à se faire une opinion raisonnée sur l'efficacité ou la vanité des *tirs grêlifuges* poursuivis à Lavaux depuis 1901. A l'heure actuelle encore, ces tirs s'effectuent systématiquement en temps d'orage, par canons sur les territoires viticoles de Cully, Epesses et Riex, et par fusées sur le territoire de Lutry.

Les vignerons affirment l'efficacité de ces tirs, mais n'appuient leur affirmation d'aucun argument irréfutable et objectif. M. Mercanton a cherché dans la statistique des dégâts causés au vignoble par la grêle l'argument favorable ou défavorable convaincant. En combinant les données de la « Statistique agricole du canton de Vaud », sur ce point spécial, l'auteur a calculé les taux de dégâts c'est-à-dire les rapports de la partie de la récolte détruite par la grêle à la récolte complète, tant pour la période précédant les tirs que pour celle où on les a exécutés.

Il a trouvé ainsi les taux moyens suivants en $^0/_0$:

	Cully	Riex	Epesses
1890-1900 (11 ans) . . .	9,8	5,1	10,3
1901-1913 (13 ans) . . .	7,8	5,8	1,1
Différence . . .	— 2,8	+ 0,7	— 9,2

et pour Lutry :

1890-1903 (14 ans)	9,3
1904-1914 (10 ans)	1,5
Différence . . .	— 7,8

Pour l'ensemble des territoires de Lavaux, défendus (760 ha.) on trouve :

Avant les tirs	9,1 $^0/_0$
Durant les tirs	2,5 $^0/_0$
Différence . . .	— 6,2 $^0/_0$

Les dégâts auraient donc notablement diminué depuis qu'on tire, à Lavaux. Qu'en est-il pour l'ensemble du vignoble vaudois? Le calcul donne :

1890-1900	4,6 %
1901-1913	7,4 %
Différence . . .	+ 2,8 %

Il y aurait eu augmentation générale des dégâts dans le canton tandis que le mal diminuait dans les régions où l'on tirait. Qu'en conclure? Les partisans de l'efficacité des tirs y trouveront la confirmation de leur sentiment. Les autres constateront simplement que « les tirs grêlifuges » s'ils ne sont pas efficaces ne sont nuisibles en aucune mesure.

Pratiquement les uns et les autres s'accorderont pour désirer que l'expérience soit continuée.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

W. Voigt (Göttingue). — Zwei Demonstrationsapparate für Resultate der Kristallphysik, Extrait du *Centralblatt für Mineralogie, Geologie und Paläontologie*. Stuttgart, 1914, nº 15.

L'auteur décrit d'abord un appareil très simple pour démontrer et étudier les déformations d'une lame cristalline encastrée à l'une de ses extrémités. L'autre extrémité porte des pieds que l'on peut faire agir à volonté, et un miroir qui projette un spot sur un tableau quadrillé fixé au plafond.

L'auteur décrit ensuite des modèles montrant les positions respectives des atomes de certains cristaux, telles qu'elles résultent des recherches de MM. Bragg et de M. Laue, faites au moyen des rayons X. Ces modèles sont en fils de laiton noircis, qui portent des boules rouges et noires. Ces boules sont disposées de façon à représenter la disposition des atomes, par exemple, dans le NaCl, le KCl, etc. On réalise ainsi en même temps des réseaux de Bravais.

W. Voigt (Göttingue). — Ueber die Zeemaneffekte bei mehrfachen Serienlinien, besonders auch bei dem O-Triplet $\lambda = 3947$, Extrait des *Annalen der Physik*, (4), 43, 1914. — Ueber die Zeeman-Triplets mit anormalen Rotationsrichtungen und über Medien mit negativem Farady-Effekt, Extrait des *Annalen der Physik*, (4), 45, 1914.

Ces deux travaux sont des travaux de discussion et de critique des expériences et des explications auxquelles les recherches sur ces effets Zeeman ont donné lieu.

E. G.

CHIMIE

O. Baudisch et S. Rothschild. — Sur l'o-nitrosophénol (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. 48 (1915), p. 1660-1665; Chemisches Institut der Universität Zurich).

Les auteurs, continuant leur étude du nitrosophénol (voir *Archives,* 1912, t. XXXIII, p. 445 et p. 375), ont préparé un certain nombre de ses dérivés. En faisant réagir du zinc en poudre sur une émulsion d'o-nitro-anisol, de nitrite d'amyle, d'ammoniaque et d'alcool, puis après avoir éliminé l'o-nitro-anisol non transformé et traité le produit de la réaction par l'acétate de cuivre en excès en présence d'ac. acétique, ils ont isolé le *sel de Cu de l'o-méthoxy-nitrosophénylhydroxylamine*

$$OCH^3 \qquad N\begin{cases} NO \\ O\frac{Cu}{2} \end{cases}$$

qui se précipite en crist. gris d'argent. Ils décrivent également le sel de *Mn. de l'éther de l'ac. o-nitrosohydroxylamino-phényl-p-toluène-sulfonique*, *puis le sel de Mn de l'o-oxy-nitroso phénylhydroxylamine* cristaux bruns, très instables. Ce sel dissout dans l'ac. acétique et chauffé, dégage d'abondantes vapeurs de N^2O^3 et fournit le *sel de Mn. de l'o-nitrosophénol* que l'on obtient plus avantageusement en agitant à 0° une solution aqueuse du sel de Na de l'o-oxy-nitroso-phénylhydroxylamine en présence de nitrate de Mn et d'acide metaphosphorique, avec de l'acétate d'éthyle. Le *sel d'Al. de l'o-nitrosophénol*

$$O \qquad =NO\cdot\frac{Al}{3}$$

préparé d'une manière analogue, est en petits cristaux noirs.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE FÉVRIER 1916

Le 1, neige de 1 h. 15 à 4 h. ; pluie de 8 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
3, très forte gelée blanche le matin.
4, forte gelée blanche le matin.
6, petite pluie dans la nuit.
7, pluie de 7 h. 30 à 8 h. et de 9 h. à 11 h. du matin ; lègère pluie l'après-midi.
8, pluie dans la nuit.
9, pluie et neige de 7 h. à 8 h. du matin.
10, très forte gelée blanche le matin ; quelques flocons de neige l'après-midi.
11, gelée blanche le matin ; neige de midi 10 à 3 h. du soir et dans la nuit.
12, vent fort jusqu'à 9 h. du matin.
14, petite pluie de 8 h. à 10 h. du matin, à 4 h., de 9 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
15, pluie de 7 h. du matin à 9 h. du soir et dans la nuit ; vent fort pendant toute la journée.
16, pluie de 8 h. à 10 h. du matin, de 6 h. 30 à 8 h. du soir et dans la nuit ; vent très fort toute la journée.
17, neige de 9 h. 30 à 11 h. du matin, de 1 h. 10 à 3 h. 15 du soir ; pluie et neige dans la nuit ; vent fort jusqu'à 11 h. du matin.
18, pluie et neige de 9 h. du matin à 10 h. du soir et dans la nuit ; vent fort de 8 h. à 10 h. du soir.
19, pluie de 10 h. à midi et de 2 h. à 8 h. du soir ; vent fort jusqu'à midi.
20, forte bise de 3 à 4 h. du soir.
22, pluie de 8 h. du matin à 4 h. 30 du soir ; neige de 5 h. 40 à 8 h. du soir.
23, neige de 7 h. 40 à 10 h. du soir et dans la nuit (hauteur 20 cm.).
24, neige de 7 h. du matin à 2 h. du soir (hauteur 7 cm.).
25, neige de midi 10 à 5 h. du soir (hauteur 10 cm.).
26, quelques flocons de neige l'après-midi et le soir.
29, petite pluie dans la nuit.

Hauteur totale de la neige : 37 cm. tombés en 3 jours.

La neige a séjourné sur le sol du 23 au 29 février (7 jours).

GENÈVE — FÉVRIER 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	34.2	34.2	34.8	34.54	+ 7.05	34.0	35.7	SE. 1	N. 1	E. 1	calme	0.8	9	9	10	10	0.2	1.4	5
2	34.4	33.8	33.4	34.06	+ 6.61	33.0	35.3	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	calme	0.9	10	1	0	4	6.5	....	....
3	31.9	30.0	26.3	30.00	+ 2.59	25.1	33.3	SW. 1	NNE. 1	SW. 1	calme	1.0	0	0	0	0	6.7	....	....
4	18.8	15.9	14.8	17.75	− 9.61	14.5	25.1	SSW. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	1.9	1	9	10	7	0.4	....	....
5	17.0	21.2	28.5	21.00	− 6.31	14.7	30.2	SE. 1	NW. 1	SSW. 1	calme	1.2	9	9	9	6	0.0	....	....
6	32.1	32.9	33.8	32.44	+ 5.18	30.2	34.2	SE. 1	NNW. 1	S. 1	calme	0.9	8	3	0	4	3.6	0.2	1
7	32.8	31.8	31.2	32.08	+ 4.87	30.6	34.0	SSW. 1	W. 1	SSW. 1	SSW. 1	5.0	10	9	9	9	1.6	0.3	3
8	28.0	25.1	21.5	25.86	− 1.30	20.3	30.6	NNE. 1	SW. 1	SE. 1	SSW. 1	6.9	8	9	0	5	0.4	0.8	2
9	18.2	17.2	15.9	17.46	− 9.65	14.8	20.3	SSW. 1	SW. 1	SE. 1	SW. 1	5.9	10	4	0	4	4.5	0.1	1
10	22.1	24.7	27.4	23.59	− 3.46	17.7	27.6	SE. 1	SSW. 1	NNE. 1	SSW. 1	3.4	0	9	10	7	4.6	....	....
11	24.4	21.2	18.8	22.36	− 4.61	18.6	27.5	SW. 1	W. 1	NNW. 1	SW. 1	1.9	5	10	10	9	0.0	1.5	4
12	22.7	27.0	31.2	25.73	− 1.21	19.1	32.0	SSW. 2	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	7.3	10	10	10	10	0.0	....	....
13	34.8	35.3	36.5	**34.91**	**+ 8.03**	32.0	**36.6**	SSW. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	2.5	9	2	1	4	**7.1**	....	....
14	35.2	34.2	32.8	34.22	+ 7.40	32.4	36.0	W. 1	NW. 1	SSW. 1	W. 1	3.4	9	10	10	10	0.0	2.4	8
15	29.5	25.6	26.0	27.97	+ 1.21	25.3	32.7	SSW. 2	SSW. 3	SSW. 2	SSW. 2	18.8	10	10	10	10	0.0	**28.5**	**17**
16	27.8	26.1	22.2	25.68	− 1.02	19.9	28.0	SSW. 3	SSW. 3	SW. 3	SSW. 3	**25.9**	10	9	10	10	2.1	11.7	8
17	24.2	24.0	25.6	24.20	− 2.44	23.0	26.4	SSW. 2	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	12.7	10	10	9	8	0.8	1.5	6
18	27.2	26.0	23.6	25.78	− 0.80	23.0	27.3	SSW. 1	W. 1	SW. 2	SSW. 1	7.9	10	10	10	10	0.0	23.8	16
19	21.2	23.2	26.6	23.52	− 3.00	21.0	27.1	SSW. 2	NW. 2	SSW. 1	SSW. 2	16.4	10	9	10	10	0.0	5.3	8
20	26.8	27.8	28.0	27.45	+ 0.99	26.7	28.5	S. 1	NE. 1	NNE. 1	NNE. 1	7.5	3	9	0	5	1.5	....	....
21	28.9	28.2	27.4	28.18	+ 1.79	27.0	28.9	NNE. 1	N. 1	NE. 1	NNE. 1	8.6	10	5	9	7	4.7	....	....
22	24.0	21.2	21.2	23.07	− 3.26	20.8	27.0	SE. 1	SSW. 2	NE. 1	SSW. 1	6.1	9	10	10	10	0.0	6.9	11
23	19.7	19.4	19.1	19.65	− 6.62	18.9	21.2	NE. 1	ENE. 1	NNE. 1	NNE. 1	11.0	9	9	10	9	2.1	7.8	9
24	17.7	18.0	17.7	17.84	− 8.36	17.2	18.9	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	11.8	10	10	10	10	0.0	3.6	7
25	14.2	13.2	18.7	15.83	−10.31	12.7	19.2	NNE. 1	W. 1	NW. 1	NNE. 1	6.7	10	10	0	7	0.0	5.8	5
26	18.4	17.2	18.4	18.10	− 7.98	16.8	19.1	SE 1	SSW. 1	SW 1	SW. 1	1.9	6	9	10	7	0.7	0.5	2
27	17.7	18.2	20.3	18.40	− 7.61	17.6	20.9	SW. 1	SSE 1	SSW. 1	SW. 1	4.2	10	9	9	9	1.5	....	....
28	20.2	19.2	18.9	19.70	− 6.25	18.4	21.1	E. 1	NNE. 1	SW. 1	calme	1.5	1	9	0	4	5.4	....	....
29	15.9	12.6	12.3	**14.12**	**−11.77**	**10.9**	18.4	SSE. 1	NNW. 1	SW. 1	calme	1.6	8	9	10	9	0.8	0.3	1
Mois	24.83	24.29	24.58	24.67	− 2.17							6.40	7.7	8.0	6.8	7.4	55.2	102.4	114

GENÈVE — FÉVRIER 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de Saturation en % 7 h.	Fraction de Saturation en % 1 h.	Fraction de Saturation en % 9 h.	Fraction de Saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de Saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de Saturation en % Min.	Fraction de Saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 0.8	+ 3.0	+ 2.1	+ 1.93	+ 1.55	− 0.1	+ 3.3	77	69	89	78	− 7	67	92	5.2	+ 0.4	1465
2	+ 1.0	5.2	3.0	2.99	+ 2.54	+ 0.7	6.8	96	75	83	87	+ 2	66	97	5.4	+ 0.6	1455
3	− 2.1	5.2	0.9	1.42	+ 0.91	− 3.0	6.2	99	56	82	78	− 6	52	**99**	5.4	+ 0.6	1440
4	− 2.2	4.0	3.8	1.99	+ 1.41	− 3.2	5.8	92	75	87	82	− 2	70	91	5.4	+ 0.6	1415
5	+ 2.0	8.9	1.6	4.97	+ 4.32	+ 1.0	9.2	85	65	74	74	−10	53	88	5.4	+ 0.6	1380
6	3.1	8.5	2.1	4.86	+ 4.14	1.3	9.4	83	61	87	78	− 6	57	92	—	—	1405
7	2.6	10.1	7.1	5.90	+ 5.10	0.7	11.5	89	69	76	76	− 8	58	93	5.7	+ 0.9	1380
8	3.4	8.6	+ 3.4	5.59	+ 4.72	+ 2.8	8.8	87	18	83	69	−14	46	87	5.7	+ 0.9	1370
9	+ 2.0	5.7	− 1.2	+ 2.26	+ 1.31	− 2.0	5.7	84	49	77	71	−12	44	86	5.7	+ 0.9	1340
10	− 3.6	3.9	+ 0.3	− 0.06	− 1.09	− 4.1	4.3	95	40	87	78	− 5	**38**	96	5.7	+ 0.8	1350
11	− 2.6	0.6	0.1	− 0.61	− 1.75	− 3.5	1.3	91	94	90	**92**	+ 9	60	98	5.4	+ 0.5	1325
12	+ 3.8	4.5	3.2	+ 3.45	+ 2.25	0.0	4.8	76	72	83	79	− 4	70	86	5.5	+ 0.6	1310
13	2.2	6.5	1.2	3.58	+ 2.30	0.9	6.6	83	56	75	74	− 9	48	89	—	—	1300
14	0.8	5.6	5.5	3.78	+ 2.41	− 1.5	8.4	85	75	80	81	− 1	70	88	5.4	+ 0.5	1300
15	6.0	5.7	6.8	6.57	+ 5.11	+ 1.8	9.0	78	85	94	83	+ 1	68	96	5.5	+ 0.6	1265
16	8.1	12.5	8.3	**9.70**	+ **8.15**	7.5	**13.2**	78	15	90	70	−12	40	91	5.7	+ 0.7	1275
17	3.9	3.5	3.2	3.89	+ 2.25	1.2	9.0	53	78	68	**65**	**−17**	47	91	5.5	+ 0.5	1270
18	2.6	3.1	3.5	3.01	+ 1.27	1.0	6.3	72	83	91	81	− 1	64	98	5.5	+ 0.5	1285
19	8.6	10.0	5.6	7.71	+ 5.88	5.0	10.6	71	55	88	76	− 5	53	93	5.5	+ 0.5	1280
20	4.0	3.8	1.8	4.19	+ 2.26	+ 0.8	5.9	83	90	71	77	− 4	56	90	—	—	1350
21	0.8	2.2	+ 1.8	1.78	− 0.25	− 0.2	3.8	73	62	76	71	−10	57	85	5.5	+ 0.4	1365
22	+ 1.1	4.0	0.4	+ 1.49	− 0.64	− 1.3	4.6	83	83	89	87	+ 6	76	97	5.2	+ 0.1	1355
23	− 1.0	+ 0.4	− 1.8	− 0.59	− 2.82	− 2.5	+ 1.4	84	97	96	87	+ 6	71	98	5.2	0.0	1395
24	− 2.5	− 1.3	− 0.9	− **1.70**	− 4.03	− 3.2	− 0.5	98	96	84	91	**+11**	78	98	4.7	− 0.5	1390
25	− 2.6	− 0.8	− 1.2	− 1.40	− 3.84	− 3.2	+ 2.0	96	90	78	90	+10	73	96	4.4	− 0.8	1370
26	− 6.1	+ 1.2	− 0.3	− 1.59	− **4.13**	− **6.8**	3.2	93	76	92	86	+ 6	71	94	4.4	− 0.9	1370
27	− 1.9	3.6	+ 5.1	+ 2.15	− 0.50	− 3.0	6.4	98	70	61	76	− 4	54	98	—	—	1275
28	+ 1.2	5.7	1.5	3.89	+ 1.13	+ 6.1	7.3	78	60	90	69	−10	55	92	5.2	− 0.1	1280
29	− 1.6	+ 5.6	+ 5.2	+ 2.15	− 0.72	− 2.2	+ 5.8	88	56	63	72	− 7	48	91	5.2	− 0.2	1225
Mois	+ 1.11	+ 4.80	+ 2.59	+ 2.87	+ 1.27	− 0.45	+ 6.21	81	70	82	78	− 4			5.34	+ 0.38	1337

MOYENNES DE GENÈVE — FÉVRIER 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0^{mm}.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700^{mm} +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	27.55	26.95	26.95	27.45	26.67	26.18	26.45	26.87	26.88
2e »	27.38	27.14	27.37	27.53	27.03	26.75	26.95	27.29	27.18
3e »	20.89	20.12	19.64	19.39	18.59	18.43	19.09	19.29	19.43
Mois	25.42	24.90	24.83	24.98	24.29	23.97	24.34	24.66	24.67

Température.

	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 1.72	+ 1.20	+ 0.70	+ 3.12	+ 6.31	+ 6.14	+ 4.08	+ 2.21	+ 3.18
2e »	+ 3.95	+ 3.63	+ 3.77	4.73	5.56	5.51	4.56	4.48	4.52
3e »	− 0.18	− 0.77	− 1.40	0.40	2.29	2.66	1.73	0.76	0.69
Mois	+ 1.90	+ 1.43	+ 1.11	+ 2.83	+ 4.80	+ 4.84	+ 3.52	+ 2.54	+ 2.87

Fraction de saturation en %.

1re décade	84	86	89	76	61	63	74	83	77
2e »	79	82	77	75	73	73	80	81	78
3e »	86	87	88	84	76	71	77	80	81
Mois	83	85	84	78	70	69	77	81	78

Dans ce mois l'air a été calme 40 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{47}{106} = 0.44$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique........	724.57
Nébulosité..................	7.5
Température $\frac{7+1+9}{3}$..	+ 2°.83
Température $\frac{7+1+2\times9}{4}$..	+ 2°.77
Fraction de saturation........	79 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	726.84
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	6.7
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	36.5
Nombre de jours de pluie. (id.).	8
Température moyenne... (id.).	+ 1°.60
Fraction de saturat. (1849-1875).	82 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	146.6	126.7	127.4	106.2	139.6	108.2	105.8

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	98.6	102.4	106.9	?	95.9	113.2

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE FÉVRIER 1916

Les 1, 4, 5, 8, 10, 12, 13, 24 25 et 29, brouillard.
3, 4, 5, 9, 10, 11, 12, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28 et 29, neige.
1, 2, 3, vent fort.
4, 5, 24, 25 et 29, vent violent.
9, 10, 12, 13, 14, 15 et 16, forte bise.
17, 18, 19 et 20, violente bise.

GRAND SAINT-BERNARD — FÉVRIER 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	65.7	67.1	67.7	66.8	+ 6.4	65.5	67.8	SW. 3	SW. 3	SW. 3	SW. 3	10	10	4	8	....	....
2	67.4	66.7	67.7	67.3	+ 6.9	66.5	67.8	SW. 2	SW. 2	NE 1	SW. 2	2	8	0	3	....	....
3	66.2	66.0	64.2	65.5	+ 5.1	64.0	67.4	SW. 2	SW. 2	SW. 3	SW. 2	2	0	6	3	1.5	2
4	59.8	57.8	56.3	58.0	− 2.3	56.1	64.0	SW. 4	SW. 4	SW. 5	SW. 4	10	10	10	10	11.5	12
5	57.0	60.5	64.0	60.5	+ 0.2	56.0	64.5	SW. 5	SW. 1	NE. 0	SW. 2	10	10	0	7	1.1	2
6	65.8	66.6	67.5	66.6	+ 6.3	64.5	67.6	SW. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	1	0	0	....	....
7	67.3	67.0	65.0	66.4	+ 6.2	64.4	67.5	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	10	0	0	3	....	....
8	61.8	59.6	56.5	59.3	− 0.9	55.5	64.4	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	10	10	10	10	....	....
9	51.8	50.5	49.4	**50.6**	− **9.6**	**49.3**	55.5	NE. 1	NE. 2	NE. 2	NE. 2	9	10	0	6	9.0	10
10	52.1	55.4	58.0	55.2	− 4.9	50.6	58.2	NE. 4	NE. 2	NE. 1	NE. 2	10	9	4	8	2.0	2
11	56.4	55.1	54.6	55.4	− 4.7	54.5	58.3	NE. 1	SW. 2	SW. 1	SW. 1	4	10	10	8	1.0	1
12	56.9	59.4	63.2	59.8	− 0.3	54.7	64.5	NE. 1	NE. 2	NE. 3	NE. 2	10	10	10	10	2.0	3
13	65.2	66.5	68.1	66.6	+ 6.6	64.5	68.3	NE. 2	NE. 2	NE. 2	NE. 2	10	0	0	3	....	....
14	67.9	67.7	66.6	**67.4**	+ **7.4**	66.4	**68.4**	NE. 2	NE. 2	NE. 2	NE. 2	8	10	8	9	8.2	7
15	63.4	59.8	59.9	61.0	+ 1.0	57.3	66.4	SW. 0	NE. 2	NE. 3	NE. 2	10	10	10	10	**23.0**	20
16	62.1	63.2	59.0	61.4	+ 1.4	58.3	63.5	NE. 3	NE. 1	NE. 0	NE 1	7	2	10	6	14.8	**25**
17	55.8	54.5	55.8	55.4	− 4.5	54.3	58.5	NE. 2	NE. 3	NE. 5	NE. 3	10	10	10	10	5.0	7
18	58.3	58.8	58.0	58.4	− 1.5	56.7	59.0	NE. 5	NE. 2	NE 4	NE. 4	10	10	10	10	**23.0**	24
19	55.3	57.9	58.9	57.4	− 2.5	55.1	59.4	NE. 2	NE. 2	NE. 5	NE. 3	10	10	10	10	8.6	7
20	59.3	60.2	60.4	60.0	+ 0.2	59.3	60.5	NE. 4	NE. 2	NE. 1	NE. 2	9	9	8	9	....	....
21	60.7	61.3	61.3	61.1	+ 1.3	60.5	61.5	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
22	59.1	57.0	54.1	56.7	− 3.1	53.9	61.1	NE. 0	SW. 1	NE. 2	var.	0	10	10	7	7.9	18
23	51.7	52.1	52.4	52.1	− 7.7	51.7	54.0	NE. 2	NE. 1	SW. 3	NE. 1	10	10	10	10	6.5	10
24	52.2	53.5	54.3	53.3	− 6.5	52.0	54.3	SW. 5	SW. 4	SW. 4	SW. 4	10	10	10	10	6.7	8
25	53.1	51.7	52.5	52.4	− 7.3	51.0	54.2	SW. 3	SW. 4	NE. 3	SW. 3	10	10	10	10	12.6	8
26	53.0	52.9	53.2	53.0	− 6.7	52.2	53.5	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	1	9	10	7	3.0	8
27	53.5	54.7	56.6	54.9	− 4.8	53.0	57.1	SW. 2	SW. 2	SW. 1	SW. 2	10	8	7	8	3.7	10
28	57.5	57.9	57.7	57.7	− 2.0	57.1	58.0	SW. 0	NE. 1	SW. 4	SW. 1	2	10	10	7	7.8	12
29	55.8	54.6	51.9	54.1	− 5.6	51.2	57.4	SW. 4	SW. 4	SW. 4	SW. 4	10	10	10	10	7.5	8
Mois	59.04	59.17	59.13	59.11	− 1.13							7.4	7.8	6.8	7.3	166.4	204

GRAND SAINT-BERNARD — FÉVRIER 1916

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	-12.2	-11.9	-12.4	-12.2	-3.1	-12.6	-11.7	97	98	97	97	96	99
2	-13.6	-9.7	-11.7	-11.7	-2.6	-13.8	-8.5	96	95	94	95	91	96
3	-10.4	-8.0	-9.6	-9.3	-0.2	-11.4	-6.3	86	80	84	83	75	92
4	-9.6	-8.8	-9.2	-9.2	-0.2	-9.8	-8.6	96	96	97	96	96	98
5	-9.2	-6.7	-7.5	-7.8	+1.2	-9.3	-6.0	97	97	97	97	97	98
6	-8.3	-4.9	-7.6	-6.9	+2.1	-8.3	-3.1	95	100	98	**98**	84	100
7	-6.9	-3.2	-7.2	-5.8	+2.2	-8.2	-2.6	92	89	74	85	46	95
8	-9.0	-6.7	-9.2	-8.3	+0.7	-10.3	-6.5	98	85	83	89	58	99
9	-12.5	-12.2	-16.2	-13.6	-4.6	**-17.2**	-12.0	92	88	66	82	45	94
10	-16.1	-12.4	-15.7	**-14.7**	**-5.7**	-17.1	-11.6	89	87	89	88	46	90
11	-16.6	-10.2	-9.7	-12.2	-3.2	-16.7	-8.8	57	75	94	**75**	34	96
12	-8.7	-5.7	-9.5	-8.0	+0.9	-9.8	-5.6	95	96	97	96	94	98
13	-11.6	-8.2	-9.7	-9.8	-0.9	-11.7	-7.7	96	96	54	82	52	97
14	-5.7	-1.4	-5.2	**-4.1**	**+4.8**	-9.3	**-0.4**	75	84	92	84	54	94
15	-8.1	-5.6	-5.8	-6.5	+2.3	-8.3	-5.2	83	96	99	93	71	100
16	-5.8	-4.7	-4.2	-4.9	+3.9	-6.2	-4.0	98	89	99	95	62	100
17	-12.2	-11.6	-12.8	-12.2	-3.4	-13.0	-4.2	92	92	94	93	87	96
18	-13.2	-10.4	-6.4	-10.0	-1.2	-13.2	-6.2	94	94	95	94	93	96
19	-6.0	-5.0	-8.4	-6.5	+2.2	-8.8	-4.7	96	98	97	97	96	98
20	-9.3	-6.2	-10.6	-8.7	0.0	-12.8	-4.9	95	95	96	95	74	98
21	-13.7	-6.8	-13.4	-11.3	-2.6	-13.9	-6.0	76	63	98	79	**30**	98
22	-11.6	-8.6	-13.1	-11.1	-2.5	-13.5	-8.1	76	97	96	90	65	98
23	-15.2	-13.2	-12.2	-13.5	-4.9	-15.3	-11.8	96	95	90	94	87	96
24	-10.6	-7.6	-6.5	-8.2	+0.3	-12.0	-6.3	94	95	95	95	90	96
25	-6.5	-5.8	-9.8	-7.4	+1.1	-11.3	-5.8	95	97	96	96	93	98
26	-15.6	-11.9	-13.3	-13.6	-5.2	-15.8	-11.7	73	66	90	76	57	98
27	-13.6	-11.6	-10.9	-12.0	-3.6	-13.8	-10.4	89	89	92	90	63	95
28	-11.9	-10.5	-10.9	-11.1	-2.8	-12.3	-10.1	89	91	92	91	86	95
29	-10.2	-8.6	-8.6	-9.1	-0.8	-10.6	-8.4	94	94	95	94	84	96
Mois	-10.82	-8.21	-9.91	-9.65	-1.04	-11.94	-7.14	90	90	91	90		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — FÉVRIER 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500mm +				Fraction de saturation en %			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	61.49	61.72	61.63	61.61	94	91	88	91
2e »	60.06	60.31	60.45	60.27	88	91	92	90
3e »	55.18	55.08	54.89	55.05	87	87	94	89
Mois	59.04	59.17	59.13	59.11	90	90	91	90

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 10.78	— 8.45	— 10.63	— 9.95	— 10.12
2e »	— 9.72	— 6.90	— 8.23	— 8.28	— 8.27
3e »	— 12.10	— 9.40	— 10.97	— 10.82	— 10.86
Mois	— 10.82	— 8.21	— 9.91	— 9.65	— 9.71

Dans ce mois l'air a été calme 161 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{90}{90} = 1.00$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont.

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	134.4	114.2	71.0	166.4
Neige en centimètres....	44	47	60	204

LA QUESTION DES SOUS-ÉLECTRONS

ET LE

MOUVEMENT BROWNIEN DANS LES GAZ

PAR

A. TARGONSKI

(Suite [1])

II. Le Mouvement brownien dans les Gaz et la détermination de la charge élémentaire

§ 7. On peut écrire les formules fondamentales (1) et (2) de la façon suivante :

$$mg = \frac{1}{B} v_1 \; ; \qquad eF - mg = \frac{1}{B} v_2 \; , \qquad \text{où} \qquad B = \frac{1 + Al/a}{6\pi a\eta}$$

est la « mobilité » de la particule (vitesse de la particule mue sous l'influence d'une force égale à l'unité). De la théorie du mouvement brownien résulte une autre expression pour B, indépendante du rayon de la particule ([2]) et de sa densité :

$$B = \frac{N}{2RT} \overline{\lambda^2} \, , \tag{11}$$

où N est le nombre d'Avogadro, R la constante des gaz, T la température absolue, $\overline{\lambda^2}$ le carré moyen du déplacement brownien dans une seconde :

$$\overline{\lambda^2} = \frac{\overline{\Delta x^2}}{\tau} \, .$$

[1]) Voir *Archives*, t. XLI, p. 181.

[2]) A. Einstein, *Ann. d. Phys.*, 1905, **17**, p. 559; 1906, **19**, p. 371, Smoluchowski, *Bullet. Crac.*, 1906, p. 202, 577.

En désignant par v_m la vitesse moyenne (vraie) de la particule, par t_m la durée moyenne (vraie) de la chute (ou d'ascension), par t la durée observée, par n le nombre d'observations, on a : $\Delta_x = v_m (t - t_m)$ et partant :

$$\overline{\lambda^2} = \frac{v_m^2}{n} \sum_1^n \frac{(t_i - t_m)^2}{t_i} . \tag{12}$$

M. Fletcher [1] utilise pour ses calculs non pas le carré moyen des déplacements, mais le carré de la moyenne des déplacements :

$$u^2 = \frac{\pi}{2} \frac{v_m^2}{n} \left(\sum_1^n \frac{t_i - t_m}{\sqrt{t_i}} \right)^2 . \tag{13}$$

Il est évident qu'en théorie (pour $n = \infty$) on doit avoir $\overline{\lambda^2} = u^2$, en réalité les deux méthodes de calcul conduisent à des résultats quelque peu différents. Dans tous les calculs nous avons employé, sauf indication contraire, la formule (13) de M. Fletcher. Dans les formules précédentes, on a supposé que la vitesse vraie ne diffère pas de la vitesse moyenne ; M. Fletcher a démontré qu'entre ces quantités il y a une certaine différence, assez petite cependant, pour qu'on puisse la négliger [2]. Après avoir trouvé $\overline{\lambda^2}$ ou u^2 d'après l'une des formules (12) ou (13), on tire de la formule (11) la mobilité B ; en substituant celle-ci dans les équations fondamentales on trouve pour la charge une expression indépendante de la densité de la particule et, jusqu'à un certain point, aussi indépendante de la forme.

$$e = \frac{600 \mathrm{RTL} d}{\mathrm{VN} u^2} (v_1 + v_2) . \tag{14}$$

En comparant les deux expressions de la mobilité, on arrive à la formule suivante :

$$\frac{1 + \mathrm{A}l/a}{6\pi\eta a} = \frac{\mathrm{N}}{2\mathrm{RT}} u^2 , \tag{15}$$

[1]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92 ; 1914, **4**, p. 440.

[2]) M. Schrödinger, *Phys. Zs*, 1915, **16**, p. 289, et M. Schmoluchowski, *ibid.*, 1915, **16**, p. 318, ont démontré que la correction de M. Fletcher n'est pas justifiée.

d'où l'on peut calculer le rayon a de la particule indépendamment de sa densité. Toutes ces formules, à l'exception de (13), sont empruntées au mémoire de M. Konstantinowsky [1].

Pour les particules de mercure pur, le calcul de u^2 (ou $\overline{\lambda^2}$) est beaucoup plus compliqué, les vitesses moyennes de ces particules étant variables. On traçait une courbe qui exprimait la durée de chute en fonction du temps ; les nombres que fournissait cette courbe furent adoptés comme durées de chute moyennes. En désignant ces nombres par t_{m1}, $t_{m2} \dots t_{mn}$, et les durées de chute observées par t_1, $t_2 \dots t_n$, on obtient en vertu de l'égalité $v = \frac{L}{t}$ l'expression suivante pour u^2 :

$$u^2 = \frac{\pi}{2} \frac{L^2}{n} \left(\frac{t_1 - t_{m1}}{t_{m1} \sqrt{t_1}} + \dots + \frac{t_n - t_{mn}}{t_{mn} \sqrt{t_n}} \right) .$$

Il est évident que ce mode de calcul est quelque peu arbitraire, parce qu'on peut tracer la courbe de différentes manières, surtout pour les petites particules dont les écarts browniens sont très grands. Il est donc indispensable de prendre les moyennes de plusieurs particules pour arriver à un résultat quelque peu sûr.

Pour le nombre d'Avogadro, la valeur $N = 6{,}1 \times 10^{23}$ a été adoptée dans tous les calculs, comme étant la plus vraisemblable [2]. Les données des auteurs qui se servaient d'une autre valeur de N (par exemple M. Ehrenhaft et M. Konstantinowsky) ont été recalculées d'une façon correspondante.

§ 8. *Comparaison des résultats des différents observateurs.* — La table XIV contient les résultats des déterminations de la charge élémentaire d'après les deux méthodes : celle de Ehrenhaft-Millikan et celle du mouvement brownien. Nous avons pu utiliser les données des observateurs suivants :

Les observations citées dans les deux mémoires de M. Millikan ne permettent malheureusement pas le calcul du mouvement

[1]) D. Konstantinowsky, *Wien. Akad. Berichte*, 1914, **123**, p. 1697.
[2]) T. Svedberg, *Jahrb. Radioakt.*, 1913, **10**, p. 484.

brownien. Nous avons dû nous borner à la particule de M. Millikan, calculée par M. Zerner (1).

Nous avons calculé les charges des deux particules, qu'on trouve dans le premier mémoire de M. Fletcher (2) : $e \times 10^{10} = 3{,}78$; 2,72. Les très intéressantes expériences de M. Flechter sous pression réduite (3) seront examinées au § 12.

La charge élémentaire trouvée par M. Roux (4) est trop petite. Les causes probables ont été indiquées par M. Y. Lee (5).

M. Regener (6) trouve une valeur de la charge un peu trop grande, ayant utilisé la constante $A = 0{,}815$ et non pas $A = 0{,}870$. En réalité, son résultat ne diffère guère de celui de M. Millikan.

Nous avons calculé les charges de quatre des plus petites particules, qu'on trouve dans les observations de M. Schidlof et de Mlle Murzynowska : $e \times 10^{10} = 2{,}55$; 4,04 ; 4,62 ; 4,06.

M. Przibram (7) ne faisait pas varier les charges de ses particules, de sorte que le nombre n de charges élémentaires portées par chaque particule reste indéterminé et peut être choisi arbitrairement ; c'est pourquoi la moyenne des résultats de M. Przibram (tirée de la table qu'on trouve dans le mémoire de M. Ehrenhaft) n'a pas été prise en considération pour le calcul de la moyenne générale.

Les observations de M. Weiss (8) et de M. Mayer (9) n'ont pas pu être utilisées pour la même cause : l'incertitude des nombres n. D'après le choix de ces nombres que fait M. Weiss, on trouve en moyenne $e = 4{,}50 \times 10^{-10}$, avec un écart maximum de la moyenne de 30 %. En choisissant les nombres n d'une autre façon, on trouve en moyenne $e = 3{,}17 \times 10^{-10}$ avec un écart maximum de 15 %. Nous croyons donc ce dernier

(1) F. Zerner, *Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 10.
(2) N. Fletcher, *ibid.*, 1911, **12**, p. 202.
(3) Idem, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.
(4) J. Roux, *Ann. d. Ch. et Phys.*, 1913. **29**, p. 69.
(5) Y. Lee, *Phys. Rev.*, 1914, **4**, p. 420.
(6) E. Regener, *Phys. Zs.*, 1911, **12**, p. 135.
(7) U. Przibram, *ibid.*, 1911, **12**, p. 62 ; 1912, **13**, p. 106 ; *Wien. Akad. Ber.*, 1912, **121**, p. 949.
(8) E. Weiss, *Phys. Zs.*, 1911. **12**, p. 630.
(9) A. Mayer, *Wien. Akad. Ber.*, 1912, **121**, p. 1097.

chiffre plus vraisemblable, d'autant plus qu'il s'approche de la moyenne générale.

Pour le calcul de la moyenne des charges de M. Ehrenhaft, nous avons utilisé non seulement les données de la table p. 104 [1], mais toutes celles qu'on trouve dans les protocoles de ses expériences. La charge de quelques particules n'ayant pas variée pendant la durée de l'observation, nous avons adopté les nombres n suivants : N° V, $e \times 10^{10} = 7{,}99 = 3 \times 2{,}66$; N° III, $e \times 10^{10} = 2{,}43$ (d'après la remarque de M. Ehrenhaft) ; N° IV, $e \times 10^{10} = 7{,}35 = 3 \times 2{,}45$; N° XI, $e \times 10^{10} = 5{,}40 = 2 \times 2{,}70$; N° X, $e \times 10^{10} = 11{,}04 = 4 \times 2{,}76$, qui sont le plus en accord avec les autres expériences de M. Ehrenhaft.

Les données de M. Konstantinowsky [2] ont été utilisées sans aucun changement.

On trouvera dans la table XIV la moyenne des nombres que Mlle Vogl estime être les meilleurs résultant de ses déterminations : $e \times 10^{10} = 4{,}73$; $4{,}52$; $3{,}07$; $4{,}62$; $3{,}03$; $4{,}22$; $3{,}41$.

De nos observations nous avons utilisé toutes les données relatives au mouvement brownien, c'est-à-dire : 1° la moyenne de la table XIII pour les particules produites d'après la méthode de M. Ehrenhaft ; 2° la moyenne des charges de quatre particules « invariables » (poussières, v. § 2) : $e \times 10^{10} = 2{,}99$ (N° 23) ; 3,28 (N° 54) ; 3,13 (N° 57) ; 3,51 (N° 107) ; 3° la moyenne du premier groupe de la table XXVII (§ 13) pour les particules de mercure pulvérisé mécaniquement ; toutes les expériences ont donc été prises en considération.

Quelle est la précision avec laquelle on peut déterminer les charges d'après le mouvement brownien ? Pour résoudre la question, examinons ces charges tirées du mouvement brownien pour les particules d'huile, dont la charge, calculée d'après la formule de Stokes-Cunningham, est invariable : on trouve en moyenne $e = 3{,}59 \times 10^{10}$ avec les écarts maxima : $e = 2{,}55 \times 10^{10}$ et $e = 4{,}62 \times 10^{10}$. *La méthode du mouvement brownien est tellement inexacte qu'à une même charge peuvent correspondre des*

[1]) F. Ehrenhaft, *Wien. Akad. Ber.*, 1914, **123**, p. 53.
[2]) D. Konstantinowsky, *ibid.*, 1914, **123**, p. 1697.

Table XIV

Observateur	Substance	Charge d'après Stokes-Cunningham $e \times 10^{10}$	Charge d'après le mouvement brownien $e \times 10^{10}$	Nombre de particules m
Fletcher	huile	4.77	3.25	2
J. Lee	gomme-laque	4.76	—	—
Millikan [1]	huile	4.77	3.34	1
Regener	huile, KOH	4.86	—	—
Roux	soufre	4.17	—	—
Schidlof et Murzynowska	huile	4.74	3.87	4
Targonski	mercure pur	4.68	3.55	5
Przibram	P,S,KOH,Mg, camphre, etc.	nomb. de Millikan en moy.	3.32 (?)	—
Ehrenhaft	Hg pulvérisé dans l'arc	sous électrons	3.08	16
Konstantinowsky	Au et Hg pulv. dans l'arc	sous-électrons	2.80	11
Targonski	poussières	sous-électrons	3.22	4
Targonski	Hg pulvérisé dans l'arc	sous-électrons	3.43	9
Vogl	Ag pulvérisé dans l'arc	sous-électrons	3.94	7

[1]) M. Zerner avait tenté de démontrer que les observations de M. Millikan conduisent parfois à des sous-électrons (mémoire cité). Dans une récente publication M. Fletcher (*Ph. Zs.*, 1915, **16**, p. 316) réfute les arguments de M. Zerner.

chiffres qui diffèrent de 30 % de la moyenne [1]. Des données de la table XIV il résulte que sept observateurs (en ne tenant pas compte des observations de M. Przibram) ont trouvé avec des particules de six substances différentes, des charges calculées d'après le mouvement brownien, qui ne diffèrent pas plus de 20 % de la moyenne $e = 3{,}28 \times 10^{-10}$. Si on tient encore compte du nombre restreint de particules (nombres m de la table), on est obligé de convenir que tous les chiffres de la table peuvent très bien correspondre à une même valeur de la charge. *La charge élémentaire, déterminée indépendamment de la densité et de la forme* (par le mouvement brownien) *a une valeur constante dans la limite des erreurs possibles, pour toutes les particules de différentes substances; des sous-électrons véritables n'ont pas été observés jusqu'à présent.*

On peut diviser en trois groupes les résultats des calculs des charges d'après la formule de Stokes-Cunningham. Le premier groupe contient les observations des particules produites par pulvérisation mécanique à la température ordinaire, c'est-à-dire les observations avec de l'huile, du mercure, de la potasse caustique, du soufre et de la gomme-laque ; toutes ces particules conduisent à une même valeur de la charge élémentaire (voir plus haut les remarques concernant les travaux de M. Regener et de M. Roux). Les observations de M. Przibram forment le second groupe ; ce savant a étudié les vapeurs produites par la combustion de différents corps ; ces particules se formaient donc à une température élevée. Il trouve en moyenne, pour la charge élémentaire, le nombre de Millikan, mais avec de très grands écarts isolés de la moyenne. Enfin, dans le troisième groupe rentrent toutes les observations faites avec des substances pulvérisées par l'arc, c'est-à-dire à une température très élevée (mercure, argent, or, platine dans les premières expériences de M. Ehrenhaft, zinc et cuivre dans les expériences de M. Joffe) ; toutes ces observations et ces observations seules conduisent à des sous-électrons. On peut en conclure qu'à des températures élevées, les particules se transforment d'une façon telle, qu'avant d'y appliquer la formule de Stokes-Cun-

[1]) Cons. également le mémoire de M. Schrödinger.

ningham il faudrait trouver un moyen de déterminer directement la densité de ces particules.

Nous voudrions espérer que la question des sous-électrons puisse être considérée comme définitivement tranchée. On trouvera dans ce qui suit une analyse critique des travaux de M. Ehrenhaft et de M. Konstantinowsky, ainsi qu'une tentative faite pour trouver les causes du fait surprenant que la valeur de charge élémentaire calculée d'après le mouvement brownien est de beaucoup inférieur à celle trouvée au moyen de la formule de Stokes-Cunningham.

§ 9. *Expériences de M. Ehrenhaft et de M. Konstantinowsky.* — On détermine habituellement la charge élémentaire d'une particule quelconque de la façon suivante : on modifie la charge de la particule plusieurs fois en ionisant le gaz par les rayons du radium ou par les rayons X ; on détermine les vitesses d'ascension v_2', v_2'' ... correspondant à chacune de ces charges ; il résulte de la formule (3) que les charges sont dans le rapport $(v_1 + v_2') : (v_1 + v_2'')$ ..... Les nombres entiers n qui satisfont à ce rapport montrent de combien de charges élémentaires se compose chaque charge. M. Ehrenhaft procède d'une autre manière. Il n'observe les vitesses v_1 et v_2 que pour une ou deux charges, il ne calcule donc la valeur absolue que pour une ou deux charges. Les autres charges se déterminent d'une façon relative. On choisit la tension aux bornes du condensateur d'une telle manière que la force électrique fasse équilibre à la force de la pesanteur (suspension de la particule) ; on a : $e\mathrm{F} = mg$; $e = \frac{mg}{\mathrm{F}}$. Les charges sont donc inversement proportionnelles aux « potentiels d'équilibre ». Avec la valeur absolue d'une charge et le rapport des nombres $\frac{1}{\mathrm{F}}$, il est facile de calculer toutes les charges. Evidemment, cette méthode serait très commode si l'on pouvait trouver la valeur exacte du potentiel d'équilibre pour chaque charge. Mais en réalité c'est impossible : la particule subit non seulement l'influence de la force constante de la pesanteur, mais aussi celle des forces variables du mouvement brownien ; la particule ne sera donc jamais immobile quelque

soit le potentiel. En outre, M. Ehrenhaft observait ses particules au moyen d'un microscope, ce qui rendait le mouvement brownien encore plus visible ; le potentiel correspondant à un moment donné à la moindre vitesse visible, peut en réalité différer de beaucoup du « véritable » potentiel d'équilibre qu'on tire de l'égalité $eF = mg$ et qui correspondrait à l'absence du mouvement brownien. Nous citerons à titre d'exemple une de nos observations (N° 106), dans laquelle le potentiel d'équilibre était noté après chaque observation d'ascension ; ces potentiels se trouvent dans les colonnes V ; les nombres n sont tirés du

Table XV

n	31.0	19.9	18.7	16.4	10.1	7.0
n_1	27.4	19.2	18.1	15.4	10.4	7.0
V	9.2 ; 9.2	13.7 ; 11.2 ; 14.8	12.4 ; 14.8 ; 14.8	16.3	26.8 ; 22.0 ;	30.0 ; 42.0 ; 37.0 ; 37.0 ; 34.5

rapport des vitesses d'ascension, les nombres n' — des potentiels d'équilibre observés (on a supposé dans les deux cas que la moindre charge consiste en sept charges élémentaires). On tire donc des observations du mouvement de la particule le rapport des charges en négligeant les décimales 31 : 20 : 19 : 16 : 10 : 7, et des potentiels d'équilibre (moyens) le rapport 27 : 19 : 18 : 15 : 10 : 7. Mais si on tient compte des décimales comme le fait M. Ehrenhaft, on arrive au rapport beaucoup plus compliqué 59 : 41 : 39 : 33 : 22 : 15. On voit encore d'après les données de la table XV, qu'à une même charge correspondent les potentiels V = 30.0 et V = 42,0. Il est donc de toute évidence que la méthode est peu précise, même si on prend des moyennes de plusieurs observations pour chaque charge. En tout cas, il est absolument inadmissible qu'on déduise le nombre de charges d'une observation *unique*.

M. Ehrenhaft [1] le reconnaît lui-même, ce qui ne l'empêche pas de déterminer les nombres des charges de ses particules 1 et 2 d'après des observations uniques. On ne peut donc être sûr que le rapport 5 : 3 (N° 1) ne doive pas être remplacé par celui de 2 : 1 et le rapport 10 : 4 : 3 (N° 2) par 3 : 1 : 1, d'autant plus qu'en effectuant ces corrections, on arrive à des valeurs des charges qui concordent avec les autres expériences de M. Ehrenhaft.

La méthode devient plus précise si au lieu d'observer des potentiels d'équilibre qui en réalité n'existent pas, on observe les potentiels qui correspondent à une chute ou à une ascension très lente mais continue, comme le fait toujours M. Konstantinowsky. On trouve de cette façon deux limites entre lesquelles est contenu le véritable potentiel d'équilibre. Mais comme on obtient pour chaque charge deux nombres assez éloignés (à cause du mouvement brownien), le choix des nombres entiers n devient embarrassant, surtout quand on a beaucoup de charges. Et plus on rapproche les deux limites plus le rapport des nombres n devient compliqué. Si on attribue à la méthode une précision qu'elle ne peut donner, comme le fait M. Ehrenhaft, on arrive logiquement à la négation de l'indivisibilité de l'électron [2].

Pour la particule N° IV de M. Konstantinowsky, les vitesses d'ascension ont été observées pour deux charges qui se trouvent dans le rapport 4,0 : 3,0. M. Konstantinowsky préfère substituer à ce rapport celui de 9 : 7 se basant sur les potentiels d'équilibres : V = 9,5 ; 15,0 ; 26,2. Il trouve définitivement le rapport 11 : 9 : 7 : 4. Mais il suffit d'attribuer à ces potentiels les valeurs : V = 10,4 ; 17,4 ; 26,2, qui ne contredisent aucunement les observations de M. Konstantinowsky pour que le rapport 4 : 3 soit conservé et que le rapport général revête la forme simple de 5 : 4 : 3 : 2. De même pour la particule N° VII il suffit d'accepter pour les potentiels d'équilibre les valeurs V = 90,0 ; 60,0 ; 45,0 ; 30,0 ; 22,5, au lieu de celles de M. Konstantinowsky : V = 89,1 ; 64,8 ; 42,0 ; 31,0 ; 23,0 pour

[1]) F. Ehrenhaft, *l. c.*, p. 80.
[2]) D. Konstantinowsky, *l. c.*, p. 1740.

que le rapport compliqué de M. Konstantinowsky 31 : 23 : 17 : 11 : 8 se transforme dans le rapport très simple 8 : 6 : 4 : 3 : 2. Si on effectue ces corrections aux Nos IV et VII, on trouve des valeurs des charges concordant avec les autres observations de M. Konstantinowsky.

On a vu (§ 7) que pour le calcul des charges d'après le mouvement brownien, on peut employer ou le carré moyen des écarts browniens $\overline{\lambda^2}$, ou le carré de l'écart moyen u^2 ; en théorie on a : $\overline{\lambda^2} = u^2$; en réalité cette relation n'est pas toujours satisfaite. Il sera démontré (§ 11) que le nombre observé des plus grands écarts browniens excède presque toujours quelque peu le nombre théorique. Mais comme pour le calcul de $\overline{\lambda^2}$ on élève d'abord chaque écart au carré, et qu'on prend la moyenne, tandis que pour le calcul de u^2 on procède d'une façon inverse, il est évident que l'excès des plus grands écarts exerce une plus grande influence sur $\overline{\lambda^2}$ que sur u^2 ; $\overline{\lambda^2}$ devient trop grand, la charge en conséquence trop petite. C'est pourquoi nous avons effectué tous les calculs avec u^2. On trouvera dans la table XIII les u^2, les $\overline{\lambda^2}$ et les charges calculées des deux façons pour les particules pulvérisées dans l'arc ; on remarquera que la moyenne des charges calculées d'après le mode employé par M. Fletcher (soit les u^2) est plus grande que celle des charges calculées d'après M. Ehrenhaft (soit les $\overline{\lambda^2}$). Cette explication évidemment ne peut pas être rapportée aux très grands écarts entre les u^2 et les $\overline{\lambda^2}$ (jusqu'à 80 %) qu'on trouve dans quelques-unes des expériences de M. Ehrenhaft et de M. Konstantinowsky. Nous reviendrons à la question au § 11.

Nous avons aussi calculé les u^2 pour les particules de M. Ehrenhaft et de M. Konstantinowsky. Les tables XVI et XVII contiennent ces nombres, ainsi que les charges recalculées au moyen des u^2. Les nombres de charges des N° 2 de M. Ehrenhaft et des Nos IV et VII de M. Konstantinowsky ont été corrigés conformément à ce qui a été dit plus haut. La particule N° II de M. Konstantinowsky a été laissée de côté : le nombre d'observations est tellement restreint (10 pour les chutes et 7 pour les ascensions) et le mouvement brownien de cette particule tellement fort, qu'il est impossible d'obtenir des chiffres quelque peu certains.

TABLE XVI

F. EHRENHAFT			Moyenne
N°	$u^2 \times 10^6$	$e \times 10^{10}$	
I	1.256	3.88	$e = 3.67 \times 10^{-10}$
III	1.054	3.60	
VII	1.575	3.83	
VIII	1.753	1.99	
IX	1.128	3.84	
1	0.992	2.96	
2	0.927	4.95	
3	1.733	3.83	
4	0.950	3.12	

TABLE XVII

D. KONSTANTINOWSKY			Moyenne
N°	$u^2 \times 10^6$	$e \times 10^{10}$	
I	0.321	4.06	$e = 3.39 \times 10^{-10}$
III	1.154	3.11	
IV	0.902	2.96	
V	0.608	2.18	
VI	1.021	4.32	
VII	0.621	2.25	
VIII	0.471	3.94	
XII	3.805	3.82	
Hg I	0.597	3.36	
Hg II	1.750	3.94	

Si l'on substitue les moyennes des tables XVI ($e = 3{,}67 \times 10^{10}$) et XVII ($e = 3{,}39 \times 10^{10}$) à celles de la table XIV, on trouve que la moyenne des charges calculées d'après le mouvement brownien par différents observateurs est égale à :

$$e = 3.52 \times 10^{-10} ,$$

avec un écart maximum de la moyenne de 12 %.

M. Ehrenhaft croit que la charge élémentaire est une fonction du rayon et qu'elle diminue avec celui-ci. C'est là l'explication que ce savant donne pour le fait que M. Millikan et d'autres n'ont pas pu observer des sous-électrons, leurs particules étant, d'après l'avis de M. Erenhaft, trop grands. Mais il suffit de jeter un regard sur les données de la table XVIII, où l'on a indiqué les rayons des plus petites particules observées par différents observateurs, pour voir que les particules de M. Ehrenhaft et de M. Konstantinowsky (les rayons sont calculés d'après le mouvement brownien) ne sont guère plus petites

TABLE XVIII

Observateur	Fletcher	Ehrenhaft	Schidlof et Karpowicz	Konstantinowsky	Targonski
Le plus petit rayon observé $a \times 10^5$	2.5	1.98	1.25	1.12	0.65

que les autres. Pour les plus petites particules observées jusqu'à présent (mercure pur) et pour les plus grandes (particules de M. Millikan) on retrouve exactement la même valeur de la charge. *La charge élémentaire ne dépend pas du rayon de la particule.*

Pour expliquer les sous-électrons il faut admettre que la densité des particules est différente de celle qu'on avait supposée, ou que leur forme n'est pas sphérique. On a vu (§ 6) que les particules de M. Ehrenhaft sont peut-être à peu près sphériques; on peut donc calculer la densité de la particule de M. Ehrenhaft qui correspond au plus petit sous-électron (N° 2). Après avoir effectué la correction indiquée précédemment sur le nombre de charges, on trouve que la charge (calculée d'après Stokes-Cunningham) en supposant la densité de la particule égale à celle du mercure, est égale à : $e = 0{,}8 \times 10^{-10}$. En admettant que la véritable valeur de la charge est $e = 4{,}77 \times 10^{-10}$ on calcule facilement que la densité de cette particule est égale à peu près à : $\sigma = 1{,}2$. Il a été démontré (§ 6) que la densité moyenne des particules de M. Ehrenhaft est inférieure à 7,3; il ne serait donc pas impossible qu'une particule isolée puisse posséder une densité voisine de celle de l'eau. Toutes les autres particules de M. Ehrenhaft doivent posséder une densité plus grande. On peut vérifier ce calcul de la façon suivante : en supposant que la densité de la particule soit $\sigma = 1{,}2$, on trouve pour le rayon $a = 3{,}8 \times 10^{-5}$. Si l'on calcule maintenant le rayon d'après le mouvement brownien, on trouve $a = 3.1 \times 10^{-5}$, ce qui diffère de 18 % du chiffre précédent. Mais on a vu que les charges et en conséquence les rayons, calculés d'après le mouvement brownien sont toujours inférieurs de 15 à 30 % à ceux calculés au moyen de la formule de Stokes-Cunningham. *On arrive donc au même résultat, soit en supposant la charge élémentaire invariable et la densité variable, soit en effectuant le calcul indépendamment de la densité par la méthode du mouvement brownien,* ce qui prouve une fois de plus que les sous-électrons ne sont dûs qu'à une estimation erronée de la densité, au moins en ce qui concerne les observations de M. Ehrenhaft.

Les sous-électrons de M. Konstantinowsky sont tellement petits qu'il serait impossible de les expliquer par la variation de

la densité seule. Examinons en conséquence les cinq preuves de la sphéricité des particules d'or, que donne M. Konstantinowsky. Les preuves 2 et 5 démontrent seulement que ses particules n'étaient pas d'une forme plate, oblongue etc. [1]. Les microphotographies de M. Ehrenhaft, à notre avis, ne prouvent rien, les particules d'or étant trop petites pour être photographiées. Selon M. Konstantinowsky, les mobilités calculées d'après les observations des chutes doivent être égales à celles calculées d'après les ascensions, si les particules sont sphériques. Voilà par exemple les rapports des deux mobilités que cite M. Konstantinowsky :

$$\frac{\overline{\lambda}_e^2}{\overline{\lambda}_f^2} = 1{,}08\,;\ 1{,}15\,;\ 0{,}95\,;\ 0{,}95\,;\ 1{,}42\,;\ 1{,}60\,;\ 0{,}60\,;\ 2{,}00\,.$$

Il est évident que seuls les quatre premiers nombres peuvent être considérés comme égaux à l'unité ; d'ailleurs nous nous réservons de montrer au § suivant que selon toute vraisemblance la mobilité de la particule est une fonction de sa vitesse [2]. Ces chiffres ne peuvent donc pas servir de preuve. La dernière preuve de M. Konstantinowsky consiste en quelques inégalités, qui dépendent, comme l'a fait remarquer M. Schidlof, de *quatre* nombres déterminés avec une précision insuffisante, à savoir les deux mobilités et les deux potentiels entre lesquels se trouve le potentiel d'équilibre. En résumé, aucun des cinq arguments de M. Konstantinowsky n'est *décisif :* la forme sphérique des particules d'or est *possible*, mais non *prouvée.*

On peut supposer, comme l'a fait M. Perrin, que les particules métalliques formées dans l'arc ont une structure spongieuse (tout en demeurant à peu près sphériques) ; on pourrait expliquer de cette façon leur très petite densité moyenne, l'influence notable des irrégularités de la forme et leur sphéricité apparente dans les microphotographies de M. Ehrenhaft.

M. Ehrenhaft arrive à cette conclusion paradoxale que les

[1]) M. Schidlof nous a fait remarquer que le mouvement brownien de rotation des petites particules étant très rapide, on ne pourrait en aucun cas apercevoir un scintillement quelconque, quelque soit la forme de la particule.

[2]) Comparer le mémoire de Mlle Vogl.

plus petites particules possèdent une moindre mobilité que les plus grandes, ce qu'il explique par une imperfection de la théorie. Les données de la table XXVII montrent que pour les particules de mercure pur c'est le phénomène inverse qui se reproduit : la mobilité (proportionnelle aux u^2) augmente avec la diminution du rayon, conformément à la théorie. On peut expliquer d'une façon très simple la contradiction de M. Ehrenhaft : il supposait que la vitesse de chute des particules diminuait avec le rayon, comme ce serait le cas pour des particules possédant une même densité. En réalité, la vitesse est déterminée non seulement par le rayon, mais aussi par la densité des particules, tandis que la mobilité ne dépend que du rayon. On ne peut donc pas comparer les vitesses et les mobilités. Et si M. Ehrenhaft trouve que les particules les plus lentes sont aussi les moins lumineuses, cela tient peut-être au fait que plus la particule est lente, c'est-à-dire plus sa densité est modifiée, plus petit devient le pouvoir réflecteur de sa surface. Si cette supposition, comme cela est très probable, est juste, on parvient à comprendre pourquoi la méthode optique de M. Ehrenhaft (de détermination des rayons des particules d'après la couleur de la lumière qu'elles diffractent) amène à des résultats incompatibles avec les données tirées du mouvement brownien : cette méthode n'est applicable qu'à des sphères parfaites dont la surface est constituée par un métal pur.

§ 10. *Influence de la vitesse des particules et de leur charge sur la mobilité.* — L'expression (11) de la mobilité ne dépend pas de la vitesse propre des particules ; en outre, cette vitesse étant petite en comparaison de la vitesse moyenne du mouvement brownien, on ne serait pas porté à lui attribuer une influence quelconque. Mais il ne faut pas oublier (v. § 4) que parfois la vitesse du mouvement brownien devient très petite, et c'est à ces moments là que l'influence de la vitesse propre peut se faire sentir. D'ailleurs, quelle que soit la cause du phénomène, il existe. La table XIX contient les u^2 (proportionnels à la mobilité) calculés pour les particules de mercure pulvérisé dans l'arc ; le premier chiffre pour chaque particule se rapporte tou-

Table XIX

N°	t	$u^2 \times 10^6$	N°	t	$u^2 \times 10^6$
97	110.0	1.590	101	55.9	0.773
	21.0	6.920		27.6	0.875
98	41.6	0.641	102	57.0	0.689
	32.3	1.172		37.3	1.571
	77.2	0.682	103	36.4	0.525
99	63.0	0.612		14.2	0.127
	121.8	0.894		18.4	0.357
100	18.2	0.511		45.9	0.620
	53.5	0.418			

jours à la chute, les autres aux ascensions (pour les particules N° 98 et N° 103, on a pu calculer les mobilités correspondant à différentes charges). On peut résumer les données de la table en deux règles : 1° *aux plus grandes vitesses (plus petites durées de chute ou d'ascension) correspondent les plus grandes mobilités* [1] (N°s 97, 98, 100, 101, 102); 2° *les mobilités calculées d'après les durées d'ascension sont en général plus grandes que celles calculées d'après les durées de chute* (N°s 97, 98, 99, 101, 102, 103 [2]). Seuls les chiffres $u^2 = 0{,}127$ et $u^2 = 0{,}357$ (N° 103 de la table) ne satisfont pas à ces règles; il faut cependant remarquer que l'un de ces chiffres est déduit de 5 observations seulement, l'autre de 7, de sorte que l'erreur possible est très grande. Les mobilités des cinq particules de M. Ehrenhaft [3] pour lesquelles il était possible de calculer les u^2 d'après les durées d'ascension satisfont à la première règle deux fois (N°s VIII et 1), à la seconde aussi deux fois (N°s III et 3), tandis que la particule N° 4 ne satisfait à aucune règle. Chez M. Konstantinowsky [3], sur un total de 10 particules, la première règle est satisfaite six fois (N°s II, III, IV, VII, XII, Hg I), la seconde neuf fois (I, II, III, IV, VI, VII, VIII, XII, Hg I); la particule Hg II ne satisfait pas

[1]) M. Ettenreich arrive à la conclusion que la valeur de la mobilité dépend de la direction du mouvement — horizontal ou vertical. *Wien Akad. Ber.*, 1912, **121**, p. 1163.

[2]) M. Ehrenhaft avait constaté ce phénomène depuis longtemps. *Phys. Zs.*, 1911, **12**, p. 94.

[3]) Pour ces calculs nous avons utilisé non pas les $\overline{\lambda^2}$, mais les u^2 calculées par nous.

à une seule de ces règles. Enfin, de toutes les observations de Mlle Vogl, seulement deux particules (Nos 28 et 31) des quinze observées ne répondent pas aux règles, tandis que la première règle est satisfaite 13 fois (Nos 2, 3, 7, 8, 9, 10, 11, 14, 20, 23, 27, 29, 32), la seconde dix fois (Nos 2, 3, 7, 9, 10, 11, 13, 14, 15, 20). En somme, sur un nombre total de 39 particules, 35 satisfont aux règles, c'est-à-dire 90 % des particules examinées. Quoique la précision avec laquelle on peut calculer les u^2 soit très petite, il est impossible d'attribuer au hasard les chiffres qu'on vient de lire. On trouve donc que l'augmentation de la vitesse propre de la particule (1re règle) et l'influence de sa charge (2e règle) tendent à augmenter les u^2, c'est-à-dire à diminuer les charges calculées. On pourrait en conséquence supposer que des particules immobiles (suspendues) et non chargées, possèdent de plus petites mobilités. En effet, on a vu (§ 9) que la charge élémentaire des particules mobiles est égale à $3{,}52 \times 10^{-10}$, tandis que M. Perrin trouve pour des particules suspendues et non chargées le nombre d'Avogadro $N = 6{,}78 \times 10^{23}$, ce qui correspond à la charge élémentaire $e = 4{,}20 \times 10^{-10}$.

Les causes de l'influence du mouvement des particules sur la mobilité peuvent résider non seulement dans l'influence de la vitesse des particules dans le sens sus-indiqué, mais aussi, comme nous l'a fait remarquer M. Schidlof, dans les erreurs personnelles de l'observateur, qui ne s'annulent pas par suite de la méthode même du calcul des u^2, tous les écarts étant pris avec le même signe, mais tout au contraire contribuent à augmenter les u^2; évidemment, plus l'observation est courte, plus grande devient l'influence de cette source d'erreurs. Il est possible enfin que les écarts entre les durées de mouvement observées et la moyenne, dépendent non seulement du mouvement brownien et de l'erreur personnelle, mais aussi d'autres facteurs encore inconnus. Il suffit par exemple d'examiner la particule No 17 de M. Millikan [1] pour remarquer que les durées de chute varient de 23,2″ à 23,8″, tandis que les écarts browniens pour cette particule devraient être inférieurs à 0,05″ et l'erreur

[1]) R.-A. Millikan, *l. c.*

personnelle ne peut dépasser 0,1 de seconde (M. Ehrenhaft estime cette dernière même à 0,03″). Les écarts observés sont donc plus grands qu'on ne pourraît l'attendre.

Nous ne croyons pas qu'on puisse se représenter le gaz, dans les conditions de ces expériences, comme étant constitué de molécules absolument indépendantes. De très faibles courants de convection locaux, qu'il est presque impossible d'éliminer, à cause de la variabilité de la lumière éclairante, peut-être encore les variations locales des propriétés du gaz ([1]) doivent provoquer certains mouvements ordonnés de courte durée dans le sein du gaz. Les mouvements possèdent peut-être un caractère statistique, mais en tout cas, leur compensation mutuelle, si une telle compensation a lieu, doit exiger un certain temps. Evidemment plus l'observation est courte, plus ces perturbations ont d'influence; les écarts deviennent trop grands, les u^2 augmentent, les charges que l'on en déduit diminuent. On pourrait désigner cette cause d'erreurs par le nom de « perturbations accidentelles ».

Le fait que sous l'action du champ électrique la mobilité augmente (règle 2me) semblerait indiquer que la théorie du mouvement brownien n'est applicable à des particules chargées que sous certaines réserves. En effet, en l'absence du champ électrique, les ions gazeux et les particules amicroscopiques, dont l'existence a été signalée par M. Joffé ([2]) sont répartis uniformément dans le condensateur : leurs réactions avec la particule s'annulent mutuellement. Mais quand le champ est excité, les ions et les particules amicroscopiques forment deux couches chargées près des plateaux du condensateur : leurs actions sur la particule ne sont pas compensées. Il est facile de se convaincre que près des *deux* plateaux, la vitesse de la particule doit être quelque peu diminuée, ce qui doit influencer les u^2. L'influence de la proximité des plateaux est hors de doute, elle a été étudiée par M. Weiss, M. Regener M. Mayer, Mlle Vogl et d'autres.

(A suivre).

[1]) Smoluchowski, *Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 321.
[2]) A. Joffé, *Phys. Zs.*, 1911, **12**, p. 268.

SUR LE

FROTTEMENT INTÉRIEUR DES FILS DE QUARTZ

AUX BASSES TEMPÉRATURES

PAR

C.-E. GUYE et M. EINHORN-BODZECHOWSKI

I. Aperçu historique

Depuis longtemps déjà les physiciens n'admettent guère l'existence de limites nettement tranchées entre les états solide, liquide et gazeux, de la matière, car on découvre, presque chez tous les corps qui se trouvent dans l'un de ces états, des propriétés appartenant par définition à un autre état. Il n'y a donc rien de surprenant à ce que l'on ait cherché à expliquer certains phénomènes qu'on rencontre dans l'étude de l'élasticité des corps solides par le frottement intérieur ou viscosité qui est une propriété importante des liquides.

Ainsi, lorsqu'on tord un fil et qu'on l'abandonne à lui-même, le fil effectue, comme on sait, une série d'oscillations qui sont toujours amorties, même si l'on prend soin d'éviter autant que possible toute cause de dissipation extérieure d'énergie (résistance de l'air, transmission d'énergie au support, etc.). Dès l'origine l'on a donné une interprétation de ce phénomène en supposant l'intervention d'un frottement intérieur, dû au glissement des différentes couches du corps solide qui se déplacent les unes par rapport aux autres ; comme cela se produirait dans un liquide.

Mais à côté du frottement intérieur proprement dit, on fait souvent intervenir une autre propriété particulière aux corps solides : la réactivité élastique ou élasticité retardée.

Sous ce nom on comprend certains phénomènes qui inter-

viennent probablement dans toutes les expériences où l'on déforme un corps solide, à savoir :

1° Que la durée de l'action déformante exerce une influence sur la grandeur de la déformation ;

2° Que le changement de forme du corps persiste partiellement pendant un certain temps après que la force déformante a cessé d'agir ;

3° Que l'effet produit par une nouvelle force déformante dépend des forces antérieures auxquelles le corps avait été soumis, ainsi que du temps écoulé depuis le moment où ces forces ont cessé d'agir.

Parmi les expériences qui se prêtent particulièrement bien à ce genre d'étude, on doit mentionner l'observation de l'amortissement des oscillations produites par la torsion et par la flexion. De bonne heure déjà ce problème a attiré l'attention des expérimentateurs et des théoriciens([1]) ; il intervient accessoirement d'ailleurs dans un très grand nombre d'expériences, aussi a-t-il fait l'objet de nombreuses études.

Envisageons d'abord le frottement tel qu'on le connaît dans les liquides. Il n'y a pas à ce propos de divergence essentielle sur le caractère de ce frottement. La force du frottement est considérée comme une fonction de la vitesse, conformément à l'hypothèse émise déjà par Newton ([2]) et quelque temps plus tard par D. Bernoulli ([3]).

Si la vitesse est petite la force de frottement f qui s'exerce entre deux couches voisines est comme on sait proportionnelle à la vitesse relative et à la surface de contact ; elle est indépendante de la pression. On peut exprimer cette loi par la formule :

$$f = \eta s \frac{dv}{dx},$$

[1]) L'équation différentielle des oscillations amorties était connue de Coulomb (1784) qui chercha à l'intégrer en faisant des suppositions simplificatrices. Poisson (*Mécanique*, 1811, t. I, p. 405) donne l'intégrale pour le cas où la force résistante est proportionnelle au carré de la vitesse. La solution du problème, pour le cas où la résistance est proportionnelle à la vitesse, a été donnée par Gauss. (Resultate der Beob. des magnet. Vereins, 1837, Œuvres, t. V.)

[2]) Newton, *Philosophiae naturalis principia mathematica*, 1687, Lib. II sect. IX.

[3]) Bernoulli, Mémoires de Petersbourg, t. IV et V.

dv/dx étant la dérivée de la vitesse suivant la normale à la surface de contact, s la grandeur de cette surface et η un coefficient qui dépend de la nature et de la température du liquide ; c'est le coefficient de viscosité du liquide.

En appliquant cette formule au problème d'un disque cylindrique de rayon r tournant autour de son axe à l'intérieur d'un liquide indéfini on en déduit pour le moment du couple produit par les forces de frottement l'expression théorique

$$C = \eta \frac{r^4}{4} \frac{d\omega}{dx},$$

ω étant la vitesse angulaire communiquée à l'une des couches du liquide.

On a souvent eu recours à cette expérience pour déterminer le coefficient de viscosité. Cependant, si on traite le problème d'une façon rigoureuse, en partant des équations de l'hydrodynamique et en y introduisant les conditions limites, on arrive à des considérations assez compliquées par le fait que ni le disque, ni les couches liquides ne peuvent être considérés comme infiniment étendus ; les résultats sont alors peu précis.

Le problème du frottement intérieur des corps solides a été abordé par Coulomb ([1]) en 1784. En construisant sa balance de torsion destinée à la mesure des très petites forces, ce grand initiateur se vit amené à étudier la « petite quantité due à l'imperfection de l'élasticité », et il en tient compte dans ses études théoriques et expérimentales sur la force de torsion et sur l'élasticité des fils métalliques, en supposant la réaction « proportionnelle à l'angle de torsion ou altérée par un terme très petit. »

Comme résultat de ses recherches, Coulomb indique que pour des amplitudes initiales inférieures à 45° « les altérations sont à peu près proportionnelles aux amplitudes des angles de torsion », au-dessus de 45° par contre les altérations augmentent dans un rapport beaucoup plus grand ([2]).

[1]) Coulomb, Collection de Mémoires relatifs à la physique, publiés par la Société française de physique. Tome I. Mémoires de Coulomb, Paris, 1884.

[2]) *Loc. cit.*, p.92.

Plus tard Coulomb fit des expériences destinées à déterminer la cohérence des fluides et les lois de leur résistance aux mouvements très lents. Il étudia dans ce but les oscillations d'un disque suspendu à un fil métallique très fin à l'intérieur d'un liquide. A cette occasion Coulomb prend en considération le frottement intérieur du fil de suspension. « Mais, dit-il, avant d'employer les expériences qui précèdent à déterminer le coefficient de la vitesse, dans la formule qui représente la partie de la résistance du fluide proportionnelle à la simple vitesse, il y a, comme je l'ai dit plus haut, une petite quantité dépendante de l'imperfection de l'élasticité du fil de suspension, qui, dans les différentes amplitudes des oscillations les altère proportionnellement à leur amplitude (voir plus loin chap. II) ou, ce qui revient au même d'après la théorie que nous venons d'exposer, proportionnellement à la vitesse » ([1]).

En ce qui concerne le frottement intérieur des liquides, Coulomb trouva, que la viscosité produit une diminution de l'amplitude des oscillations telles que les amplitudes consécutives forment une progression géométrique. La différence des logarithmes de deux amplitudes consécutives est proportionnelle à la quatrième puissance du rayon du disque.

La théorie des expériences de Coulomb sur le frottement intérieur des liquides a été donnée par O. E. Meyer ([2]) en 1857. Elle formait le sujet d'un prix offert aux étudiants par l'Université de Kœnigsberg. A cette occasion Meyer, à qui le prix fut décerné, se vit amené à répéter les expériences de Coulomb (il n'a remplacé que plus tard la suspension unifilaire par un bifilaire) et dût s'occuper, de même que Coulomb, du frottement intérieur du fil. Pour évaluer l'influence de ce phénomène, Meyer ([3]) se sert soit de l'une, soit de l'autre des deux représentations suivantes :

1° La résistance interne du fil est proportionnelle à la vitesse

[1]) *Loc. cit.*, p. 342.

[2]) O. E. Meyer, «Ueber die Reibung der Flüssigkeiten.» *Journal für die reine und angewandte Mathematik.* A. L. Crelle, 1861, **59**, p. 229-303. *Ibid.*, 1863, **62**, p. 201-214.

[3]) O. E. Meyer, « Uber die Reibung der Flüssigkeiten. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1861, **113**, p. 55-86, 193-238, 383-424.

angulaire de l'appareil et entre en ligne de compte sous forme d'un terme de correction — F $(d\alpha/dt)$; [1]

2° Le frottement intérieur du fil obéit aux mêmes lois que celui des liquides de sorte qu'il faut ajouter à chaque composante de la déformation une longueur proportionnelle à la composante de la vitesse suivant la même direction.

Il trouve alors (en désignant par r le rayon et par l la longueur du fil pour le coefficient de la résistance résultant du frottement l'expression :

$$F = \frac{\pi H r^4}{2l} ,$$

où :

$$H = \mu G ;$$

G est le second module d'élasticité et H le « coefficient de frottement » du corps, μ est une constante qui dépend de la nature du fil. L'expression de coefficient de résistance F est mise comme l'on voit sous la forme d'un moment de torsion.

Les résultats des observations indiqués par Meyer sont (en utilisant comme unités le cm. et la sec.) :

Pour l'eau à 15°,5 . . . . $\eta = 0{,}0131$,
Pour l'air à 18° . . . . $\eta = 0{,}000360$.

Quant au coefficient de frottement défini plus haut, il a pour un fil de laiton la valeur :

$$H = 3.10^{[illegible]} .$$

Aux opinions de Coulomb et de O. E. Meyer on peut opposer celles de Gauss et de Weber, reprises plus tard par L. Boltzmann, suivant lesquelles l'amortissement des oscillations est un effet de réactivité.

Gauss paraît avoir été le premier à remarquer que l'allongement élastique dû à la traction est influencé par la durée de la charge. Il communique ses observations à Weber [2] en ces termes :

« La loi consiste en ceci que l'allongement ou le raccourcis-

[1]) Nous désignons par F le coefficient de résistance, conformément au symbole, utilisé plus loin, Chap. II.

[2]) W. Weber, « Uber die Elastizität der Seidenfäden. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1835, **34**, p. 247-257.

sement résiduel auquel on peut encore s'attendre à partir d'un instant donné est inversement proportionnel à la durée écoulée jusqu'à cet instant à partir d'un moment déterminé. »

Des recherches postérieures de Weber (1) et de Kohlrausch (2) ont eu pour but d'étudier la réactivité élastique et d'établir une théorie générale du phénomène, basée sur des considérations relatives à la constitution moléculaire des corps. Ces tentatives n'ont cependant pas abouti à une solution tout à fait générale du problème.

C'est pour cette raison que O. E. Meyer (3) et un peu plus tard L. Boltzmann (4) abordent le même sujet. Boltzmann se pose la question suivante : Quelle est la grandeur de la réactivité élastique dans le cas d'une déformation antérieure qui est une fonction quelconque du temps ?

En partant des équations générales du problème, Boltzmann conduit le calcul jusqu'à l'établissement de formules qui peuvent être immédiatement et sans aucune difficulté soumises au contrôle expérimental. Weber et Kohlrausch avaient observé qu'on obtient des déformations permanentes si on n'a pas soin de soumettre le fil d'abord à plusieurs torsions alternatives, et Streintz (5) avait trouvé une influence des déformations antérieures sur la valeur du décrément logarithmique ; Boltzmann en tire la conclusion, que ses formules, pour être tout à fait d'accord avec l'observation, exigent encore une certaine correction.

Le point de départ de la théorie de Boltzmann est l'idée sui-

1) W. Weber, « Über die Elastizität fester Körper. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1841, **54**, p. 1-18.

2) F. Kohlrausch, « Über die elastische Nachwirkung bei der Torsion. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1863, **119**, p. 337-368. *Id.*, « Beiträge zur Kenntniss der elastischen Nachwirkung. » *Ibid.*, 1866, **128**, p. 1-20, 207-227, 339-419.

3) O. E. Meyer, « Theorie der elastischen Nachwirkung. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1874, **151**, p. 108-119.

4) L. Boltzmann, « Zur Theorie der elastischen Nachwirkung ». *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1876, Ergänzungsband **7**, p. 624-654. *Berichte der Kais. Akad. d. Wiss. zu Wien*, 1874, **70**, p. 271-306.

5) H. Streintz, « Über die Dämpfung der Torsionsschwingungen von Dräten. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1874, **153**, p. 387-410. *Berichte der Kais-Akad. d. Wiss. zu Wien*, 1874, **69**, p. 337-378.

vante : « Les forces qui agissent à un moment donné sur les faces d'un parallélépipède ne dépendent pas seulement des allongements que subit le parallélépipède au moment considéré, mais aussi des allongements antérieurs, l'influence de chacun de ces allongements étant d'ailleurs d'autant plus faible qu'il a eu lieu à un instant plus éloigné ; la force nécessaire pour produire un allongement déterminé est du reste plus faible si une déformation de même sens a déjà eu lieu auparavant. »

Boltzmann ajoute donc aux composantes des pressions élastiques des termes représentant « l'affaiblissement de la force » dû aux déformations antérieures. L'affaiblissement de la force est proportionnel à la durée (infiniment petite) de la déformation considérée, à la grandeur de la déformation, et à une certaine fonction du temps écoulé depuis le moment où a eu lieu la déformation. De plus, tant que les déformations ne sont pas trop grandes, il admet « qu'il y a superposition de l'influence des déformations produites à des époques différentes, c'est-à-dire que l'affaiblissement de la force, dû à un allongement antérieur, est indépendant des états intermédiaires par lesquels le corps a passé. »

Ces suppositions suffisent pour établir les équations du mouvement d'un corps isotrope, affecté de réactivité élastique, à deux fonctions du temps près $\varphi(t)$ et $\psi(t)$ qui indiquent de quelle façon l'action affaiblissante des déformations antérieures varie avec le temps.

Boltzmann indique les formules nécessaires pour déterminer φ et ψ par différentes expériences faites sur la torsion des fils, et calcule la fonction ψ d'après les expériences de Kohlrausch [1], de Neesen [2] et de Streintz [3].

En ce qui concerne le problème des oscillations torsionnelles, Boltzmann établit « que le décrément logarithmique ne dépend que de la matière qui constitue le fil et naturellement aussi de son état, par exemple de la trempe et de la température, mais

[1] *Loc. cit.*

[2] Neesen, « Beitrag zur Kenntniss der elastischen Nachwirkung bei Torsion. » *Monatsberichte der Königl. Preuss. Akad. d. Wissenschaften*, février 1874.

[3] *Loc. cit.*

qu'il est indépendant de toute autre condition, loi qui a été trouvée expérimentalement par Streintz » et qui est exprimée par la formule théorique [1] :

$$\lambda = \frac{\pi^2}{2} \frac{B}{A},$$

où B et A sont deux constantes dépendant de la matière du fil seulement.

Quelques expériences que Boltzmann a faites avec un fil de verre, conduisent à la valeur du décrément logarithmique $\lambda = 0{,}0161$, tandis que le calcul fournit la valeur 0,013, mais l'auteur fait remarquer qu'on ne pouvait s'attendre à un accord quantitatif, parce que les observations n'ont pas été effectuées avec le soin nécessaire, et en particulier parce que l'appareil n'a pas été protégé contre les courants d'air.

A une époque plus récente, M. W. Voigt [2] a repris l'hypothèse plus ancienne suivant laquelle l'amortissement des oscillations doit être attribué au frottement intérieur des corps solides. M. Voigt comprend sous le nom de frottement intérieur « seulement cette force, agissant entre les différentes parties d'un même corps, qui, à la façon de la viscosité des liquides, se produit par suite des différences de vitesse à l'intérieur du corps et qui, par conséquent, cesse d'agir lorsque la vitesse tend vers zéro. »

De même que Boltzmann, M. Voigt cherche à établir une relation entre les résultats des observations sur le frottement intérieur et les constantes individuelles de l'éprouvette étudiée [3]. Pour établir l'équation du mouvement M. Voigt ajoute, aux composantes de pression de la théorie d'élasticité, des termes, fonction linéaire des dérivées par rapport au temps, des six composantes de la déformation. Dans le cas d'une tige cylin-

[1]) Boltzmann désigne le décrément par L, au lieu de λ.

[2]) W. Voigt, « Uber die innere Reibung der festen Körper insbesondere der Kristalle. » *Abhandlungen d. Königl. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen,* 1890, **36.**

[3]) Ces recherches ne se rapportent qu'à des corps homogènes isotropes ou anisotropes et, selon les idées de M. Voigt, l'application des résultats au cas des tiges étirées n'est pas admissible d'une manière générale.

drique on trouve ainsi, pour des petites vitesses de déformation, l'expression :

$$d = \frac{\lambda T}{2\pi^2},$$

d étant le rapport entre le module du frottement et le module d'élasticité.

Il en résulte que le produit du décrément logarithmique λ *et de la période des oscillations* T *doit présenter une valeur constante pour une substance donnée.*

Les résultats de la théorie de Voigt sont donc en contradiction avec la théorie de Boltzmann, car *tandis que, selon Boltzmann, le décrément logarithmique* λ *est indépendant de la période* T*, il est inversement proportionnel à celle-ci, d'après la théorie de Voigt.*

M. Voigt a soumis sa théorie à un examen expérimental (1) approfondi en effectuant un très grand nombre d'observations extrêmement soignées et remarquables, portant sur des éprouvettes métalliques qui ont été taillées dans des blocs de métal fondus avec le plus grand soin. Plus récemment des observations sur des cristaux ont été effectuées également à l'instigation de M. Voigt par M. F. Schmidt (2).

Nous nous bornons à mentionner parmi les résultats de ces recherches, que le cuivre et le nickel semblent obéir à la théorie du frottement intérieur, fonction de la vitesse, tandis que le cadmium fournit un décrément logarithmique à peu près constant et semble, par conséquent, se conformer à la théorie de Boltzmann. Un assez grand nombre de métaux par contre ne vérifient ni l'une ni l'autre des deux théories.

M. Voigt examine la supposition plus générale que les deux effets se produisent simultanément, c'est-à-dire que l'amortissement des oscillations est dû en partie au frottement intérieur

1) W. Voigt, « Bestimmung der Constanten der Elastizität und Untersuchung der inneren Reibung für einige Metalle ». *Abhandlungen d. Königl. Gesellsch. d. Wiss. zu Göttingen*, 1892, **38**. Un extrait de ce travail se trouve dans les *Annalen d. Physik u. Chemie* (Wiedemann), 1892, **47**, p. 671-693.

2) F. Schmidt, « Ueber die Dämpfung langsamer Biegungs- und Drillungsschwingungen von Steinsalzprismen. » Diss., Goettingue, 1912.

fonction de la vitesse et en partie à la réactivité du corps, et il indique des formules représentant le décrément comme somme de ces deux effets. Cette simple superposition des deux théories ne suffit d'ailleurs pas pour expliquer l'ensemble des phénomènes observés et constitue une hypothèse encore trop spéciale. M. Voigt en conclut qu'une théorie, pour être tout à fait générale, doit prendre pour point de départ les formules de Maxwell, qui donnent les composantes de pression sous forme de séries ordonnées suivant les dérivées, par rapport au temps, des déformations.

Après avoir examiné les principales théories il nous reste à ajouter quelques remarques relatives aux résultats des différents observateurs. La structure des corps solides étant extrêmement compliquée et aucune théorie ne conduisant à un résultat général, conforme aux observations, quelques auteurs ont interprété leurs expériences au moyen de relations empiriques renfermant certains paramètres, constants pour les corps étudiés. Nous ne croyons pas que ce procédé puisse être d'une grande utilité.

Il nous semble, au contraire, que le but des recherches expérimentales doit être la constatation de l'influence de chacun des facteurs qui sont susceptibles d'agir sur l'expérience, telles que la température, l'amplitude, la période, la longueur et le diamètre de l'éprouvette, etc.

De bonne heure déjà on a cherché à établir le rôle que joue dans ces phénomènes l'amplitude des oscillations parce que ce sujet est relativement facile à aborder. Parmi les expériences faites dans cette direction nous citons celles de Gauss et de Weber, de Warburg (1), Streintz (2), Braun (3),

1) E. Warburg, « Über die Dämpfung der Töne fester Körper durch innere Widerstände », *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1870, **139**, p. 89-104.

2) H. Streintz, *loc. cit.* et « Beiträge zur Kenntniss der elastischen Nachwirkung. » *Berichte der Kais. Akad. d. Wiss. zu Wien*, 1880, **80**, p. 397-438.

3) F. Braun, « Über elastische Schwingungen deren Amplituden nicht unendlich klein sind. » *Annalen d. Physik u. Chemie* (Poggendorff), 1874, **151**, p. 51-69, 250-267.

Schmidt [1], Wiedemann [2], Bouasse [3], Voigt, ainsi que celles qui ont été faites au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.

Il ne nous est pas possible, dans le cadre restreint de cet aperçu historique, d'exposer en détail le contenu de ces nombreux travaux, et nous nous bornons à renvoyer le lecteur aux mémoires de ces auteurs.

Les expériences ont porté sur des fils de soie, de métal, de verre, de caoutchouc, sur des cordes, des tiges de bois, etc. Le résultat général qui se dégage de ces travaux, d'une manière à peu près concordante, peut être résumé comme suit :

Pour chaque fil il existe en général une certaine limite d'amplitude au-dessous de laquelle le décrément est pratiquement constant, en ce sens que les amplitudes diminuent suivant une progression géométrique. La limite en question ne peut être établie que par l'expérience.

Au-dessus de cette limite le décrément est une fonction croissante de l'amplitude ; il diminue si l'amplitude décroît.

D'après M. Voigt, la diminution du décrément λ, pour des tiges métalliques, est en général d'autant plus considérable que la valeur absolue de λ est plus grande, et pour une même substance, la diminution de λ est d'autant plus grande que les oscillations sont plus rapides. M. Voigt croit pouvoir expliquer ce fait par la supposition que le frottement n'est pas une fonction linéaire de la vitesse. Il ajoute donc des termes renfermant la troisième puissance de la vitesse de déformation et arrive ainsi à la formule :

$$\lambda = A + A_1 \alpha_n^2 ,$$

[1] P.-M. Schmidt, « Über die innere Reibung fester Körper », *Annalen d. Physik u. Chemie* (Wiedemann), 1877, **2**, p. 48-66.

[2] G. Wiedemann, « On Torsion », *Phil. mag.*, 1880, **9**, p. 1-15, 97-109. « Über die Torsionen », *Annalen d. Physik u. Chemie* (Wiedemann), 1879, **6**, p. 485-520.

[3] H. Bouasse, « Torsion des fils fins », *Ann. de Phys. et de Chim.*, 1897, **11**. « Pertes d'énergie dans les phénomènes de torsion », *Ibid.*, 1898, **14**. « Sur la théorie des déformations permanentes », *Ibid.*, 1901, **23**. « Sur les déformations des corps solides », *Ibid.*, 1903, **29**. « Sur la fatigue d'élasticité », *Ibid.*, 1904, **2**. « Sur l'amortissement des vibrations » (en coll. avec M. Carrière), *Ibid.*, 1908, **14**.

où λ est le décrément observé pour une valeur α_n de l'amplitude, Λ par contre le décrément limite correspondant aux amplitudes infiniment petites. Cette formule s'accorde bien avec les résultats des expériences de M. Voigt, d'autres observateurs par contre, en expérimentant sur des fils étirés recuits, ont trouvé que λ est une fonction linéaire de l'amplitude ([1]).

En ce qui concerne les fils de verre, l'influence de l'amplitude sur le décrément logarithmique semble être inappréciable dans les mêmes conditions où elle est très sensible pour les fils métalliques ([2]).

Il importe de remarquer à ce propos que l'influence de l'amplitude ([3]) sur le décrément peut être modifiée notablement par *l'accomodation*. Cet effet a été observé pour la première fois par Weber, puis étudié par d'autres auteurs, parmi lesquels W. Thomson ([4]), mais principalement par M. Bouasse. Il est indispensable de mettre en ligne de compte ce facteur si on s'occupe de l'influence de l'amplitude.

Beaucoup moins nombreuses que les recherches sur l'influence de l'ampltiude sont celles qui se rapportent à l'influence de la période des oscillations. Habituellement on modifie la période en changeant le moment d'inertie. Mentionnons cependant un travail de M. Warburg, qui produit la variation de la période en ajoutant aux forces élastiques développées par la torsion, des actions magnétiques.

Malheureusement, en dépit de l'importance qu'auraient des

[1]) C.-E. Guye et H. Schapper, « Sur le frottement intérieur de quelques métaux aux basses températures », *Arch. Sc. phys. et nat.*, Genève, août 1910.

[2]) C.-E. Guye et S. Vassileff, « Frottement intérieur des verres en fonction de la température », *Arch. Sc. phys. et nat.*, Genève, mars et avril 1914.

[3]) Afin de réduire l'influence des erreurs d'observation, quelques auteurs utilisent, pour le calcul du décrément logarithmique, la formule suivante, indiquée par O.-E. Meyer :

$$n\lambda = \frac{2}{m(m+1)} \sum_{p=1}^{p=m} \log \frac{\alpha_0}{\alpha_p} ,$$

où α_0, α_1 etc. signifient les m élongations observées, séparées l'une de l'autre par un intervalle de n périodes.

[4]) W. Thomson, « On the elasticity and viscosity of metals », *Phil. mag.*, 1865, **30**, p. 63-71, *Proc. Royal soc. of London.* 1865, **14**, p. 289.

résultats concordants pour la confrontation des théories générales, les résultats de ces recherches sont très variés.

Il est donc impossible d'en dégager une conclusion simple. Tantôt c'est l'une, tantôt l'autre des deux théories principales que nous avons mentionnées qui semble plus ou moins bien vérifiée, quelquefois même aucune des deux.

Il semble toutefois que l'amortissement de la plupart des corps examinés à la température ordinaire et aux températures élevées, soit attribuable, en majeure partie du moins, à la réactivité élastique.

Ceci nous amène à parler du sujet qui nous intéresse plus particulièrement dans les présentes recherches, c'est-à-dire de l'influence de la température sur le décrément logarithmique des oscillations. En 1863, Kohlrausch ([1]) paraît avoir attiré le premier l'attention sur le fait que la température exerce une influence particulièrement grande sur la valeur du décrément. Ainsi par exemple le décrément d'un fil d'argent était à 21° deux fois plus grand qu'à zéro.

Dans ces recherches, Kohlrausch utilisa les variations journalières de la température, et put atteindre, un jour d'été exceptionnellement chaud, la température de 33°,4. D'autres physiciens l'ont suivi dans cette voie ; mentionnons parmi ceux-ci Streintz, Schmidt, Pisati ([2]), Klemenčić ([3]), Tomlinson ([4]), Gray ([5]) et Horton ([6]).

[1]) *Loc. cit.*

[2]) Pisati. « Sur l'élasticité des métaux à diverses températures », *Cimento*, 1880, **5**.

[3]) J. Klemenčić, « Beiträge zur Kenntniss der inneren Reibung im Eisen », *Berichte der Kais. Akad. d. Wiss. zu Wien*, 1879, **78**, p. 935-942. *Id.*, « Beobachtungen über die Dämpfung der Torsionsschwingungen durch die innere Reibung », *ibid.*, 1880, **81**, p. 791-809.

[4]) H. Tomlinson, « The effect of magnetisation on the elasticity and the internal friction of metals », *Phil. Trans.*, 1886, **177**, p. 801-837.

[5]) A. Gray, V.-J. Blyth and J.-S. Dunlop, « On the effect of changes of temperature on the elasticities and internal viscosity of metal wires », *Proc. Royal Soc. of London*, 1900, **67**, p. 180-197.

[6]) F. Horton, « Effect of Changes of Temperature on the modulus of Torsional Rigidity of Metall wires. Exhibtion Research Scholar of the University of Birmingham. *Proc. Royal Soc. of London*, 1904, **73**.

Il est à noter cependant que tous ces observateurs n'ont soumis les corps qu'à des variations de température relativement faibles. Leurs expériences n'ont pas été effectuées au-dessous de 0° et dans un seul cas on a atteint la température de 126°, limites trop restreintes pour permettre des conclusions d'une portée générale.

Afin de combler cette lacune, des recherches ont été entreprises depuis plusieurs années, au Laboratoire de Physique de l'Université de Genève, sous la direction de M. le Prof. C.-E. Guye ([1]), ces recherches s'étendant sur un assez grand nombre de corps (métaux, verres, quartz) et sur un intervalle de température compris entre — 195° et + 360°. A toutes ces températures on a étudié l'influence de l'amplitude et de la période sur le décrément logarithmique, et cela par diverses méthodes.

Parmi les résultats généraux qui ressortent de ces expériences on peut citer l'augmentation vraiment surprenante que subit l'amortissement des oscillations aux températures élevées. Dans quelques cas l'amortissement passe par un maximum à certaines températures (acier ordinaire) ou subit un brusque accroissement (acier invar) révélant ainsi une transformation qui s'opère à l'intérieur de la matière.

Aux températures élevées, le décrément logarithmique semble être indépendant de la période des oscillations du moins dans la limite peu étendue des observations effectuées. Il est en outre presque toujours une fonction linéaire de l'amplitude.

Aux basses températures le décrément logarithmique des oscilltaions subit une diminution le plus souvent considérable. Cette diminution a pu suggérer l'idée, appuyée du reste par le théorème thermo-dynamique de Nernst, qu'à une température plus basse encore l'amortissement des oscillations tendrait à disparaître, de même que tout autre effet irréversible qui serait la conséquence de l'agitation moléculaire ; mais nous verrons plus loin qu'on peut faire intervenir d'autres considérations.

[1]) C.-E. Guye et S. Mintz, « Etude sur la viscosité de quelques métaux en fonction de la température », *Arch. Sc. phys. et nat.*, Genève, août et septembre 1908, C.-E. Guye et V. Fréedericksz, « Frottement intérieur des solides aux basses températures », *ibid.*, janvier, février et mars 1910, deux autres travaux ont été cités plus haut.

Quant au mécanisme moléculaire du frottement intérieur, il reste encore très mystérieux ; on peut le chercher d'une part dans l'agitation thermique des molécules et d'autre part dans des phénomènes d'orientation moléculaire : on est ainsi amené à rapprocher le frottement intérieur d'autres phénomènes irréversibles, en particulier de l'hystérésis magnétique ([1]).

La variation du décrément logarithmique avec la température est certainement un phénomène compliqué, et il y a peu de chance de pouvoir la représenter au moyen d'une formule d'interpolation simple, comme celle de Streintz ([2]) ou celle de Tomlinson ([3]).

Des formules empiriques de ce genre n'ont aucune signification générale et sont, par conséquent, d'une utilité contestable.

Notons encore que Kohlrausch, en se basant sur un petit nombre d'observations effectuées entre 0° et 33°,4 seulement, a cru pouvoir supposer que la chaleur est la principale cause de la réactivité, et que celle-ci diminue d'une façon asymptotique lorsque la température décroît. Il est assez remarquable que les travaux récents cités plus haut confirment en somme cette conception de Kohlrausch.

En résumé, en essayant de dégager quelques conclusions générales de l'ensemble des travaux passés en revue, nous penchons vers l'opinion émise par M. Voigt que le décrément des oscillations doit être attribué en général à deux effets superposés au moins, d'une part au frottement intérieur fonction de la vitesse, et d'autre part à une réactivité élastique telle que l'envisage M. Boltzmann.

Les recherches qui font l'objet du présent travail semblent venir également à l'appui de cette manière de voir.

[1]) Cf. C.-E. Guye, « Le frottement intérieur des solides », *Journal de Physique*, 1912, 2, p. 620-645.

[2]) Formule de Streintz :

$$\lambda = \alpha + \beta\varphi^{\gamma\vartheta} ,$$

α, β et γ étant des constantes ; α représente probablement la partie du décrément qui est dû à la résistance de l'air ; ϑ signifie la température.

[3]) Formule de Tomlinson :

$$\lambda = \lambda_0(1 + a\vartheta + b\vartheta^2) ,$$

λ_0 est le décrément à zéro ; a et b sont des constantes.

Le point de départ de ces recherches était le suivant :

Les expériences effectuées précédemment par C.-E. Guye et S. Vassileff ([1]) sur le frottement intérieur des verres aux températures moyennes et élevées avaient montré que le frottement intérieur présente alors une très grande régularité. En premier lieu le décrément est rigoureusement indépendant de l'amplitude, ce qui n'est qu'exceptionnellement le cas pour les métaux. Bien que le décrément soit constant, le frottement intérieur des verres ne peut cependant pas être assimilé au frottement intérieur des liquides ; en ce sens que si l'on change le moment d'inertie sans rien modifier au reste de l'expérience le cycle est parcouru plus ou moins rapidement et cependant le décrément reste pour ainsi dire constant. En outre le frottement intérieur paraît être une propriété physique, parfaitement définie, sur laquelle l'hystérésis thermique et mécanique de l'échantillon n'a que très peu d'influence, à la condition de recuire préalablement les verres. En résumé le frottement intérieur des verres aux températures moyennes et élevées semble donc suivre plutôt la loi de Boltzmann.

Il était particulièrement intéressant d'étudier les variations du frottement intérieur des verres aux basses températures afin de vérifier d'abord si les propriétés précédentes existent encore au fur et à mesure que l'état solide est plus complet.

Pour la même raison, il a semblé utile d'étendre les recherches à des fils de quartz, les résultats devant être, dans ce cas, d'une interprétation particulièrement interessante, à cause de la constitution chimique simple de ce corps. Le décrément d'un seul fil de quartz avait été étudié à basse température déjà antérieurement par MM. C.-E. Guye et V. Fréedericksz ([2]). Cependant cette expérience n'avait pas conduit à une conclusion bien nette, à cause du nombre trop restreint des observations et à cause de l'emploi d'un double fil de suspension, introduisant une correction qui est du même ordre de grandeur que la quantité à déterminer.

Il était donc indiqué de se servir d'un nouveau dispositif qui

[1]) *Loc. cit.*
[2]) *Loc. cit.*

permit d'éviter les inconvénients résultant aux basses températures de l'emploi d'un double fil de supsension, ainsi que toute autre correction.

II. Principe de la méthode.

La définition du décrément logarithmique donnée par les divers auteurs n'étant pas toujours la même, nous avons cru nécessaire de récapituler très brièvement la théorie des oscillations amorties. Le lecteur trouvera ainsi dans ce chapitre un résumé des différentes formules dont nous aurons l'occasion de nous servir dans la suite.

§ 1. *Eléments de la théorie des oscillations amorties. Cas du frottement intérieur proportionnel à la vitesse.*

A l'extrémité libre d'un fil supposé parfaitement élastique, fixons un disque dont le moment d'inertie par rapport à l'axe de suspension soit I. En écartant le disque de sa position d'équilibre et en l'abandonnant à lui-même, on provoque des oscillations torsionnelles.

L'équation du mouvement d'un pareil système résulte du principe connu suivant lequel le moment d'inertie multiplié par l'accélération angulaire est égal au moment du couple de torsion. Si l'on fait abstraction de l'amortissement du mouvement, les forces agissant sur le système se réduisent à un couple dû à la torsion du fil de suspension. Ce couple est proportionnel à l'angle d'écart (compté à partir de la position d'équilibre) et tend toujours à ramener le système dans sa position d'équilibre.

L'équation peut être mise sous la forme :

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = - E\alpha \text{ , } \quad (^1)$$

(1) E représente le moment du couple de torsion développé dans le fil les deux sections extrêmes étant tordues l'une par rapport à l'autre d'un angle égal à un radian (57° 19′ 29″). Pour un cylindre de rayon r et de longueur l, on a en désignant par G le second module d'élasticité.

$$E = \frac{GI_{pol}}{l} = \frac{\pi r^4 G}{2l} \text{ .}$$

soit :

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} = -\frac{E}{I}\alpha ;$$

et si l'on remplace :

$$\frac{E}{I} = \omega^2 ,$$

on a comme intégrale :

$$\alpha = c_1 \sin(\omega t + c_2) . \qquad (1)$$

Pour déterminer les deux constantes c_1 et c_2 nous admettons qu'au temps $t = 0$ le disque se trouve dans sa position d'équilibre $\alpha = 0$ et possède la vitesse $d\alpha/dt = v_0$. Nous obtenons alors :

$$\alpha = \frac{v_0}{\omega}\sin(\omega t) .$$

Le mouvement est alors une oscillation harmonique simple (sinusoïdale) d'amplitude $\alpha_{max} = v_0/\omega$. La période de ces oscillations isochrones est :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{I}{E}} . \qquad (2)$$

Mais en réalité on constate que les oscillations sont toujours amorties, même si elles se font dans le vide et si l'on empêche autant que possible que le fil de suspension ne cède de l'énergie au support auquel il est fixé. Il faut donc admettre qu'il existe à l'intérieur du fil un ensemble de causes qui ont pour effet d'absorber d'une façon irréversible l'énergie du mouvement lorsque les diverses parties qui composent le solide se déplacent les unes par rapport aux autres. C'est à cet ensemble de causes que nous donnons d'une façon tout à fait générale le nom de « frottement intérieur » [1].

D'après l'interprétation habituelle due à Coulomb on admet que le couple dû au frottement intérieur, qui agit dans un sens opposé à celui du mouvement, est à chaque instant propor-

[1]) Ce nom comprend donc les deux effets désignés plus haut par les termes « frottement intérieur fonction de la vitesse » et « réactivité élastique ». C'est dans cette signification générale que le nom « frottement intérieur » est utilisé dans le présent travail. Nous avons conservé du reste les deux désignations ci-dessus mentionnées pour les deux effets qu'il faut souvent distinguer.

tionnel à la vitesse angulaire. L'équation du mouvement est alors :

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -F \frac{d\alpha}{dt} - E\alpha \ , \quad (^1)$$

soit :

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} + F \frac{d\alpha}{dt} + E\alpha = 0 \ , \qquad (3)$$

équation différentielle bien connue. Si $F^2 - 4IE < 0$ (ce qui est le cas lorsque le couple provenant du frottement intérieur est petit) et si nous posons :

$$\frac{F}{2I} = k$$

et :

$$\sqrt{\frac{4IE - F^2}{4I^2}} = \omega \ ,$$

l'intégrale générale s'écrit :

$$\alpha = c_1 e^{-kt} \sin(\omega t + c_2) \ .$$

En comptant le temps à partir d'un moment où le système passe par sa position d'équilibre avec une vitesse $d\alpha/dt = v_0$ nous obtenons :

$$\alpha = \frac{v_0}{\omega} e^{-kt} \sin(\omega t) \ . \qquad (4)$$

Dans le cas d'un mouvement périodique amorti il n'y a pas une période d'oscillation bien définie. L'on convient d'appeler « oscillation complète » le mouvement du système compris entre deux passages consécutifs par la position d'équilibre avec une vitesse dirigée dans le même sens, et nous appelerons comme on le fait généralement la durée d'une telle oscillation complète la *pseudo-période.* Elle est exprimée par :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{E - \left(\frac{F}{2I}\right)^2}} \ . \qquad (5)$$

On voit facilement, que si au temps t_1, le système se trouve

[1]) F représente le moment du couple du frottement intérieur pour une vitesse $d\alpha/dt$ égale à l'unité. F est donc une constante de dimension gr. cm^2 sec^{-1} .

dans sa position d'équilibre, il s'y trouvera aussi aux temps :

$$t = t_1 + n\frac{2\pi}{\omega} = t_1 + nT$$

(où n signifie un nombre entier quelconque). A tous les instants définis par cette formule la vitesse présente en outre le même sens. On peut donc dire que les oscillations complètes amorties sont également isochrones. Cependant la pseudo-période T est toujours plus grande ([1]) que la période réelle T_0 calculée d'après l'équation (2).

La vitesse angulaire du système est alors :

$$v = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{v_0}{\omega} e^{-kt} [\cos(\omega t) - k \sin \omega t)] . \tag{6}$$

Les instants où le disque atteint les écarts maxima de la position d'équilibre, sont définis par la condition $v = 0$ parce

[1]) Si le frottement proportionnel à la vitesse est faible, la durée d'oscillation n'est qu'extrêmement peu modifiée. Désignant par T_0 la période d'oscillation sans amortissement et par T la période des oscillations amorties, on a :

$$\frac{T}{T_0} = 1 : \sqrt{1 - \frac{F^2}{4IE}} = \left(1 - \frac{F^2}{4IE}\right)^{-\frac{1}{2}} ,$$

et comme le terme négatif est très petit, on peut développer en série et supprimer les termes d'ordre supérieur. On obtient ainsi :

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{F^2}{8IE} .$$

En remplaçant les deux constantes E et F par leurs valeurs tirées des équations (2) et (8) :

$$E = \frac{4\pi^2 I}{T^2} \qquad \text{et} \qquad F = \frac{2I\lambda}{T} ,$$

on obtient :

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \frac{\lambda^2}{8\pi^2} .$$

Le plus grand décrément observé dans nos expériences était $\lambda_{max} = 0{,}01$ d'où :

$$\frac{T}{T_0} = 1 + 1{,}266 \; 10^{-6} .$$

Le rapport diffère de l'unité d'un millionième environ. On peut donc remplacer au besoin et sans erreur sensible T par T_0 et poser :

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{E}} .$$

qu'au moment où le mouvement change de sens la vitesse est toujours nulle. Faisant usage de cette condition, on trouve :

$$\omega \cos(\omega t) - k \sin(\omega t) = 0,$$

d'où :

$$\operatorname{tg}(\omega t) = \frac{\omega}{k}.$$

Or la tangente reprend toujours la même valeur, lorsque l'angle (ωt) a augmenté de π, 2π, 3π, etc., respectivement lorsque le temps a augmenté de π/ω, $2\pi/\omega$, $3\pi/\omega$, etc. Il en résulte que le temps qui s'écoule entre deux élongations maxima consécutives est toujours le même ; il est égal à la moitié de la pseudo-période T.

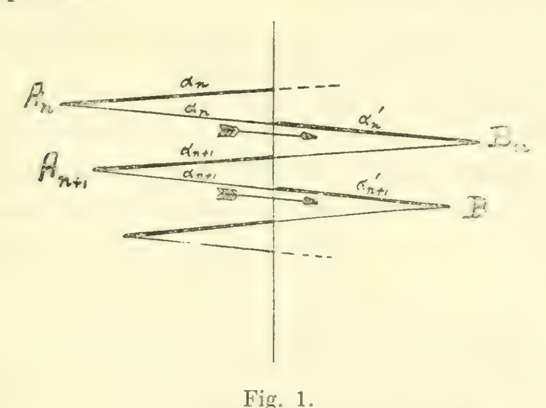


Fig. 1.

Soient α_n, α_{n+1}, etc., des élongations maxima successives *observées du même côté de la position d'équilibre* (voir la fig. 1) et τ, $\tau + T$, etc., les époques correspondantes, on trouve d'après l'équation (4) :

$$\alpha_n = \frac{v_0}{\omega} e^{-k\tau} \sin(\omega\tau)$$

et :

$$\alpha_{n+1} = \frac{v_0}{\omega} e^{-k(\tau+T)} \sin(\omega\tau + 2\pi).$$

d'où la relation bien connue :

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} = e^{kT} = e^{\lambda}, \tag{7}$$

en posant :

$$kT = \lambda,$$

soit :

$$\lambda = \frac{FT}{2I} \cdot \quad [1] \qquad (8)$$

Le rapport de deux élongations maxima consécutives de même sens est constant, c'est-à-dire indépendant du temps [2]. Il en résulte que les amplitudes décroissent suivant une progression géométrique. *La quantité λ qui est la différence des logarithmes naturels de deux amplitudes successives.*

$$\log \text{nat} \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} \right) = \lambda \qquad (9)$$

s'appelle décrément logarithmique des oscillations [3].

[1]) Eu égard à l'équation (2) on peut transformer l'expression (8) en éliminant le moment d'inertie I, et on obtient :

$$\lambda = \frac{2\pi^2 F}{TE} . \qquad (8a)$$

[2]) Les élongations maxima consécutives de sens contraire α_n, α'_n, α_{n+1}, α'_{n+1}, etc., forment également une progression géométrique, car on a :

$$\alpha_n = \frac{v_0}{\omega} e^{-k\tau} \sin(\omega\tau)$$

et :

$$\alpha'_n = \frac{v_0}{\omega} e^{-k\left(\tau + \frac{T}{2}\right)} \sin(\omega\tau + \pi) = - \frac{v_0}{\omega} e^{-k\left(\tau + \frac{T}{2}\right)} \sin(\omega\tau) .$$

Si l'on ne considère que les valeurs absolues on trouve :

$$\frac{\alpha_n}{\alpha'_n} = e^{\frac{kT}{2}} = e^{\frac{\lambda}{2}} ,$$

donc un rapport constant.

[3]) Pour déterminer la valeur de λ il est commode de mesurer l'écart entre les deux positions extrêmes du disque, le parcours se faisant toujours dans le même sens, par exemple :

$$A_nB_n = a_n , \qquad A_{n+1}B_{n+1} = a_{n+1} \cdots$$

On peut facilement démontrer qu'alors :

$$\frac{a_n}{a_{n+1}} = e^{\lambda} .$$

On a en valeur absolue :

$$\frac{\alpha'_n}{\alpha_n} = \frac{1}{e^{\lambda:2}} .$$

Cette loi (de la diminution de l'amplitude) est immédiatement accessible à l'observation et offre un moyen simple pour vérifier l'hypothèse qui forme le point de départ de la théorie.

Cependant, si on trouve un décrément logarithmique constant, cela ne prouve pas encore que le frottement intérieur est proportionnel à la vitesse. Il existe en effet des théories basées sur d'autres hypothèses, par exemple celles de Weber et de Boltzmann qui conduisent à la même conséquence d'un décrément logarithmique indépendant de l'amplitude.

Pour contrôler l'hypothèse de Coulomb il faut examiner de plus si le produit du décrément λ par la période des oscillations T est indépendant de la période. En effet, d'après l'équation (8a) on trouve :

$$\lambda T = 2\pi^2 \frac{F}{E} .$$

Si l'on admet que la constante F de l'équation (3) est indépendante de la période, le produit λT doit rester constant pour un fil donné quel que soit la période ; M. Voigt arrive à la même

---

Suite de la note [3]) *de la page précédente.*

En posant :

$$\frac{1}{e^{\lambda/2}} = g ,$$

on obtient :

$$\alpha'_n = g\alpha_n ,$$

$$\alpha_{n+1} = g\alpha'_n = g^2\alpha_n ,$$

$$\alpha'_{n+1} = g\alpha_{n+1} = g^3\alpha_n ,$$

d'où :

$$\frac{a_n}{a_{n+1}} = \frac{\alpha_n + \alpha'_n}{\alpha_{n+1} + \alpha'_{n+1}} = \frac{1}{g^2} = e^{\lambda} .$$

En prenant alors les logarithmes on a :

$$\log \text{nat} \left(\frac{a_n}{a_{n+1}} \right) = \lambda . \qquad (9a)$$

Si λ est petit, on mesurera chaque dixième écart, par exemple a_n, a_{n+10}, a_{n+20}, etc. Le décrément λ résulte alors de la formule :

$$\log \text{nat} \left(\frac{a_n}{a_{n+10}} \right) = 10\lambda . \qquad (9b)$$

conclusion en traitant le problème d'une manière beaucoup plus générale.

Il est donc indispensable pour trancher cette question d'étudier l'influence de la période sur le décrément logarithmique. Dans ce but il faut pouvoir modifier le moment d'inertie sans changer ni la charge du fil ni la forme extérieure du système oscillant.

§ 2. *Remarque sur la signification physique du décrément logarithmique* λ

a) Puisque λ est très petit dans nos expériences, nous pouvons poser :

$$e^{\lambda} = 1 + \lambda + \ldots,$$

et d'après l'équation (7) :

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_{n+1}} = 1 + \lambda ,$$

d'où :

$$\lambda = \frac{\alpha_n - \alpha_{n+1}}{\alpha_{n+1}} . \tag{10}$$

λ *représente alors la diminution relative de l'amplitude.*

En posant :

$$\alpha_n - \alpha_{n+1} = \Delta\alpha_n ,$$

on trouve :

$$\Delta\alpha_n = \lambda\alpha_n .$$

La diminution de l'amplitude est donc proportionnelle à l'amplitude actuelle, bien entendu à condition que le décrément logarithmique soit petit et constant. Inversement, si on constate l'existence d'une diminution $\Delta\alpha_n$ satisfaisant à cette condition on peut en conclure que le décrément logarithmique est constant. Mais on n'a pas le droit d'affirmer que l'hypothèse d'un frottement intérieur proportionnel à la vitesse est alors vérifiée, à moins d'avoir la preuve que le produit λT reste constant lorsqu'on fait varier la période T.

b) Si on ne prend en considération que les forces élastiques, l'énergie potentielle P du système, écartée de sa position d'équi-

libre d'un angle α, est (le moment du couple étant proportionnel à l'angle de torsion) :

$$P = \int_0^\alpha (E\alpha)\, d\alpha = \frac{E\alpha^2}{2} .$$

Lorsque le système a effectué une oscillation, entre deux élongations maxima consécutives α_n et α_{n+1} du même côté de la position d'équilibre, l'énergie potentielle du système a diminué. La perte d'énergie peut être exprimée par :

$$\Delta P = \frac{E}{2} (\alpha_n^2 - \alpha_{n+1}^2) = \frac{E}{2} (\alpha_n + \alpha_{n+1})(\alpha_n - \alpha_{n+1}) ,$$

et comme l'amortissement est petit, on a sensiblement :

$$\Delta P = \frac{E}{2}\, 2\alpha_n(\alpha_n - \alpha_{n+1}) = E\alpha_n^2 \frac{\alpha_n - \alpha_{n+1}}{\alpha_n} ;$$

enfin :

$$\Delta P = E\alpha_n^2 \lambda ,$$

d'où :

$$\lambda = \frac{\Delta P}{E\alpha_n^2} ,$$

et :

$$2\lambda = \frac{\Delta P}{P} . \qquad (11)$$

Le double du décrément λ *représente par conséquent le rapport de l'énergie absorbée par le frottement intérieur pendant une oscillation* (exécutée entre deux écarts maxima consécutifs du même côté de la position d'équilibre) *à l'énergie potentielle du système.*

En substituant dans l'expression ci-dessus de ΔP à la place de E la valeur tirée de l'équation (2) on obtient :

$$\Delta P = 4\pi^2 \alpha_n^2 \lambda \frac{I}{T^2} . \qquad (12)$$

Cette formule peut servir pour le calcul de la valeur de l'énergie absorbée, dans des conditions déterminées, à partir des données des observations.

(A suivre.)

SUR LA NATURE CHIMIQUE

DES

FERMENTS OXYDANTS

PAR

A. W. van der HAAR

En 1914, Mlle G. Woker(¹) a publié une hypothèse concernant la nature et le fonctionnement des ferments oxydants et réducteurs. D'après cette hypothèse les ferments connus sous les noms d'oxygénase, de peroxydase, de catalase et de perhydridase ne seraient qu'un seul et même ferment de nature aldéhydique, dont le fonctionnement dépendrait uniquement du milieu.

En janvier 1915, M. A. Bach (²) a fourni une critique sur cette hypothèse et, se basant sur ses observations, il est amené à la conclusion que les quatre ferments susmentionnés ne présentent pas la nature aldéhydique et ne sont pas identiques; d'après lui il s'agit même ici de ferments différents ayant chacun son individualité nettement définie.

Puis Mlle Woker(³) a discuté les expérimentations et la critique de M. Bach (l. c.), ce qui l'amène à conclure que cette critique n'a guère touché son hypothèse, et à soutenir de nouveau l'identité et la nature aldéhydique des ferments oxydants et réducteurs.

¹) G. Woker, Ein Beitrag zur Theorie der Oxydationsfermente. Ueber Peroxydase- und Katalase-Reaktionen des Formaldehyds und Acetaldehyds. *Berichte der deutschen Chemischen Gesellschaft*, 1914, XLVII, 1024.

²) A. Bach, Sur l'individualité des ferments oxydants et réducteurs. *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1915, XXXIX, 59.

³) G. Woker. Sur l'identité des ferments oxydants. Réponse à M. Bach. *Arch. des Sc. phys. et nat.*, 1915, XXXIX, 405.

Puisqu'il est question ici de la nature chimique des ferments oxydants, je me permets, sans discuter l'hypothèse de M[lle] Woker, d'appeler l'attention sur deux de mes recherches, dont les résultats ont été publiés en 1910 dans les « Berliner Berichte » dans un article (¹) où, me basant sur mes expérimentations, j'ai admis comme très probable que la peroxydase d'hédéra (de feuille de lierre) fait partie du groupe des *glucoprotéides,* ce qui expliquerait tout naturellement l'action de la molécule glucoprotéide, tandis que cette action peut être accélérée catalytiquement par le manganèse, sans qu'il soit nécessaire que le manganése appartienne à la molécule glucoprotéide.

Pour arriver à la généralisation de cette idée, j'avais invité d'autres expérimentateurs à vérifier mes résultats en se servant d'autres peroxydases végétales.

Autant que j'ai pu le constater. mon idée exprimée en 1910 a passé inaperçue, et comme, dans les recherches précitées de M[lle] Woker et de M. Bach, quoique traitant de la nature chimique des peroxydases, on n'en a pas dit un mot, je crois devoir brièvement rappeler mes recherches, en renvoyant à l'article même ceux que la question intéresse et qui aimeraient à se voir plus amplement renseignés.

Dans ma première communication, j'ai décrit une nouvelle méthode pour obtenir des peroxydases absolument sans albumines coagulables, et j'ai appliqué cette méthode à la peroxydase de pomme de terre, dont j'ai démontré qu'elle n'appartenait aucunement aux albumines coagulables, tout en donnant des réactions d'albuminoïde, et que la peroxydase de la feuille de lierre se comporte de même. A l'aide de graphiques, j'ai illustré la méthode de purification, tout en constatant l'absence de rapport direct entre la teneur en manganèse et l'oxydation du pyrogallol en présence du peroxyde d'hydrogène. Je n'ai pas obtenu, il est vrai, de peroxydases d'une puissance oxydante aussi intense que celles produites plus tard par M. Bach à l'aide

¹) A. W. van der Haar, *Untersuchungen über Pflanzenperoxydasen.* I. Eine neue Methode der Peroxydasengewinnung. — II. Die Hedera-Peroxydase, ein Glucoproteïd. *Ber. der deuts. Ch. Ges.,* 1910, XLIII, 1321-1329.

de sa méthode d'ultrafiltration, mais cela ne compte pas pour le moment.

Dans la seconde communication, j'ai relaté comment, par l'application de mon procédé de purification combinée avec la purification à l'aide du sous-acétate de plomb d'après Bach et Tscherniak, j'ai obtenu une peroxydase d'hédéra, qui, longuement purifiée, montrait des propriétés fort différentes de celles des peroxydases peu ou point purifiées (pour la peroxydase de pomme de terre le sous-acétate de plomb n'a pas pu servir). Elle avait e. a. les propriétés suivantes: teneur en cendres 2 °/₀, teneur en manganèse 0,0007 °/₀ ; elle ne se coagulait pas à l'état d'ébullition de la solution, elle ne se précipitait pas par le sulfate d'ammoniaque, elle était presque pure, physiologiquement parlant (il n'y avait que quelque catalase et une invertase douteuse), elle était peu sensible aux acides minéraux et à l'acide cyanhydrique, beaucoup moins sensible à l'hydrogène sulfuré et au sublimé (toutes substances auxquelles les peroxydases impures sont extrêmement sensibles), elle ne contenait pas de phosphore, elle renfermait N et S, donna les réactions de Millon, xanthoprotéine et biuret. Grâce à ses propriétés et surtout au fait que, à l'inversion par des acides minéraux dilués, il se forma une substance, qui, à la chauffe, réduisait fortement la liqueur de Fehling, je fus très fondé à conclure que je me trouvais en présence d'un *glucoprotéide.* Toutefois je ne réussis pas encore à établir à quel dérivé d'hydrate de carbone (amine), j'avais affaire: avec le réactif de E. Fischer, il a donné un osazone jaune ayant son point de fusion à 165° dans l'appareil de Roth. Quoique la peroxydase de pomme de terre fût un objet moins favorable, elle aussi a donné une substance ayant une action fort réductrice sur la liqueur de Fehling, quand on la faisait bouillir avec un acide minéral dilué.

Voilà pourquoi j'ai avancé l'opinion que la peroxydase d'hédéra serait un glucoprotéide qui par lui-même, en présence du peroxyde d'hydrogène, exercerait une action oxydante, tandis que le manganèse à la faculté d'accélérer catalitiquement l'oxydation.

Puisque cette opinion s'écarte de l'hypothèse aldéhydique de Mlle Woker, je prends la liberté de la soumettre à l'attention

et à la vérification de tous ceux que la question intéresse. — A propos de l'hypothèse de M[lle] Woker, que la catalase et la peroxydase seraient identiques, e. a. par le fait que ces deux ferments se coagulent à la même température, je me permets de rappeler les détails suivants de ma publication de 1910 :

De mes recherches il résulte que la peroxydase d'hédéra ainsi que la peroxydase de pomme de terre ne sont pas coagulables à l'ébullition. Toutefois si des albumines se trouvent dans le liquide, il va de soi que la catalase et la peroxydase se trouvent entrainées mécaniquement et au même moment (température de coagulation de l'albumine qui les accompagne).

Je n'ai pas besoin d'ajouter que ce fait n'a pas le moindre rapport avec la question de savoir si la catalase et la peroxydase sont ou non identiques, et même se produit en dehors de leur molécule.

Utrecht (Pays-Bas), novembre 1915.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE CHIMIE

tenue à Fribourg le 4 mars 1916

Présidents : M. le Prof. L. PELET (Lausanne).
» A. BISTRZYCKI (Fribourg)
» A. PICTET (Genève)
Secrétaire : M. le Dr G. VON WEISSE (Lausanne).

Affaires administratives. — F. Kehrmann et R. Mellet. Sur une nouvelle série de phosphotungstates. — Fr. Fichter. Nouvelle explication de la formation électrolytique de l'urée. — E. Briner. Recherches sur l'eau régale. — J. V. Dubsky. Microanalyse organique simplifiée. — J. Amann. Observations relatives à la réaction d'Abderhalden. — J. Piccard. A propos de la preuve de la constitution du benzène. — K. Schweizer. Contribution à l'étude de la désamination. — J. V. Dubsky. Sur les 3,5-dicétopipérazines. — S. Reich. Sur les acides m-nitrobromocinnamiques. — A. Bistrzycki et W. Schmutz. De l'action des 1,2-diamines sur quelques lactones. — A. Bistrzycki et F. Kuba. Condensations des thiophénols et de leurs éthers.

M. le prof. L. PELET, président, présente son rapport sur l'année écoulée. Il y mentionne, entre autres, que l'inscription de la Société au Registre du Commerce a dû, en raison des circonstances actuelles, être ajournée et sera l'objet des soins du futur Comité.

Les comptes du Fonds Werner sont approuvés, après lecture du rapport des vérificateurs, MM. Fichter et Reverdin.

18 nouveaux membres sont admis, ce qui porte à 407 le nombre actuel des membres de la Société.

Il est procédé à l'élection du Comité pour les années 1916-1918. Sont nommés : MM. les prof. M. Ceresole (Zurich) président, Ph. A. Guye (Genève) vice-président et A. L. Bernoulli (Bâle) trésorier.

Un échange de vues a lieu au sujet de l'approvisionnement des laboratoires scientifiques. Après discussion, l'assemblée renvoie cette question au nouveau Comité et le charge de faire éventuellement les démarches nécessaires pour faciliter aux directeurs de ces laboratoires l'acquisition des produits chimiques dont ils ont besoin.

Communications scientifiques

F. Kehrmann et R. Mellet (Lausanne). — *Sur une nouvelle série de phosphotungstates.*

Parmi les composés complexes que l'acide molybdique forme avec les acides arsénique et phosphorique, on connaît une série de sels de la formule générale $3MO, As_2O_5, 6MoO_3 + aq.$, qui ont été décrits en 1888 par Pufahl. En revanche, les sels complexes analogues de l'acide tungstique sont restés inconnus jusqu'ici. Les auteurs, reprenant un ancien travail sur ce sujet (1), ont réussi à préparer une série de sels de la formule $3MO, P_2O_5, 6WO_3 + aq.$ En faisant recristalliser dans l'eau un sel de sodium auquel avait été attribuée alors, sous toutes réserves, la formule $14Na_2O, 5P_2O_5, 19WO_3 + 55H_2O$, ils ont obtenu le sel sodique de la nouvelle série, sous la forme de gros prismes incolores à éclat soyeux, formés d'agrégats d'individus plus petits. Ce sel est très soluble dans l'eau et possède une saveur sucrée, avec arrière-goût métallique et amer. Le sel de potassium, $3K_2O, P_2O_5, 6WO_3 + 14H_2O$, est moins soluble et bien cristallisé; celui d'ammonium forme des prismes incolores, à éclat vitreux, peu solubles dans l'eau froide; le sel d'argent est un précipité gélatineux.

Fr. Fichter (Bâle). — *Nouvelle explication de la formation électrolytique de l'urée.*

Pour expliquer la formation d'urée dans les solutions concentrées de carbamate d'ammoniaque soumises à l'action du courant continu en présence d'un grand excès d'ammoniaque, l'auteur avait précédemment admis une oxydation anodique de l'ammoniaque en hydroxylamine, puis une réduction du carbamate en formamide, et enfin une oxydation de la formamide en urée. Mais, si la troisième de ces réactions est réalisable, la seconde ne l'est pas. Il fallait donc trouver une autre explication. En collaboration avec M. le Dr Steiger, l'auteur a observé que l'urée prend naissance dans une solution ammoniacale de carbamate d'ammoniaque, non seulement par oxydation électrolytique, mais aussi par oxydation au moyen du permanganate, du perhydrol ou de l'ozone. A côté de l'urée, il se forme toujours des quantités notables de nitrate d'ammoniaque; cela permet de supposer que l'urée provient d'une déshydratation du carbamate. Etant donné que la chaleur de formation du nitrate d'ammoniaque est considérable, elle suffirait à provoquer cette déshydratation, tout en restant localisée aux

1) *Zeitschrift anorg. Chemie*, 1892, I, 439.

endroits (surface anodique, bulles d'ozone, gouttes de solution de permanganate) où l'oxydant est en contact avec le carbamate, et bien que la masse principale de la solution se trouve à la température voisine de 0° qui est indispensable pour maintenir sa concentration.

E. Briner (Genève). — *Recherches sur l'eau régale.*

Malgré l'emploi courant que l'on en fait depuis longtemps, l'eau régale a été fort peu étudiée au point de vue des réactions dont elle est le siège. La réversibilité de ces réactions, qui n'apparaît que vaguement dans les travaux antérieurs, a été établie par plusieurs séries d'essais. Lorsqu'on fait réagir l'un sur l'autre, en tubes fermés et à des concentrations suffisantes, les acides nitrique et chlorhydrique, il se forme une deuxième phase liquide, qui est en équilibre avec la phase aqueuse, et qui renferme surtout NOCl et Cl_2. Le système à trois phases ainsi obtenu est monovariant, et présente à 0° et 21° les tensions 2.85 et 5,2 atm. Conformément à la théorie, la réaction

$$3HCl, aq. + HNO_3, aq. = NOCl + Cl_2 + H_2O ,$$

qui est favorisée par l'élévation de la température, est endothermique, et l'est d'autant plus que les acides sont plus dilués.

L'auteur poursuit des recherches analogues sur d'autres systèmes à trois phases, formés à partir de l'eau et de liquides ou gaz liquéfiés (SO_2Cl_2, $SOCl_2$, NOCl, etc.) réagissant fortement sur elle.

J. V. Dubsky (Zurich). — *Microanalyse élémentaire organique simplifiée.*

La microanalyse des substances organiques selon la méthode de Pregl exige une certaine virtuosité que l'on ne peut acquérir que par une longue pratique. L'auteur a réussi à la simplifier de telle sorte qu'elle est devenue facilement exécutable par quiconque sait effectuer une combustion ordinaire. Cette méthode mérite dès lors d'être introduite dans les programmes universitaires.

1. *Dosage microgazométrique de l'azote* (Micro-Dumas). Le tube à combustion, ouvert à ses deux extrémités, a une longueur de 43 cm. et un diamètre extérieur de 10 mm. On y introduit une spirale de cuivre (longueur 6 cm.), une couche d'oxyde de cuivre (15 cm.) maintenue par deux petites spirales, la nacelle, et enfin une spirale de cuivre oxydé de 6 cm. Le tube est placé sur une éclisse en tôle munie d'un pied. La substance (2-10 mgr.) est pesée sur une microbalance. Pour préparer l'acide carbonique, on se sert d'un petit tube à bicarbonate (longueur 8 cm., diamètre

10-15 mm.) et d'un flacon laveur de dimensions très réduites. De bons tuyaux de caoutchouc relient le tube à combustion, d'un côté au petit flacon laveur, de l'autre au micro-azotomètre.

On chauffe le tube à bicarbonate au moyen d'un petit brûleur Bunsen; l'air est chassé en 8-10 minutes. On porte au rouge vif la couche d'oxyde de cuivre en approchant progressivement les flammes de la nacelle, ce qui dure 5 minutes; 5 autres minutes suffisent pour brûler la substance, et un temps également très court pour chasser l'azote du tube au moyen d'un courant plus accéléré d'acide carbonique. L'opération totale ne prend guère plus de 25-30 minutes. L'équilibre s'établit dans l'azotomètre en 15-20 minutes. La lecture du volume d'azote comporte une correction de 2 %, soit 1,5 % pour le mouillage des parois et 0,5 % pour la tension de vapeurs de la solution de potasse.

2. *Dosage du carbone et de l'hydrogène.* Le tube à combustion a les mêmes dimensions, mais il est étiré à l'une de ses extrémités, sur une longueur de 40 mm., jusqu'au diamètre extérieur de 4 mm. Derrière ce rétrécissement viennent se placer successivement une spirale d'argent (longueur 4 cm.), de l'oxyde de cuivre (15 cm.) maintenu par un peu d'amiante, et enfin la nacelle en platine contenant la substance; une spirale en cuivre oxydé est inutile. Le tube à combustion est relié, d'un côté aux appareils d'absorption, de l'autre à l'appareil de dessiccation de l'air ou de l'oxygène, par des tuyaux de caoutchouc; mais il faut avoir soin que les tubes de verre soient en parfait contact.

Les appareils d'absorption sont de petits tubes de 7 mm. de diamètre, étirés à leurs deux extrémités. Le premier de ces tubes est rempli de chlorure de calcium, le second de chaux sodée. Un troisième tube, servant de contrôle, contient par moitiés les deux mêmes substances; son poids doit rester constant. Son extrémité est reliée à un petit flacon laveur à acide sulfurique, qui sert à apprécier la vitesse du courant gazeux.

Après calcination et refroidissement dans un courant d'air, le tube à combustion est chargé et relié aux appareils d'absorption. En 5 minutes la couche d'oxyde de cuivre est chauffée au rouge vif, en 5 à 10 minutes la substance est complètement brûlée, et après une quinzaine de minutes les gaz de combustion sont complètement chassés par le courant d'air sec. 15 minutes après, on peut procéder à la pesée des tubes d'absorption. La combustion dure de 25 à 30 minutes.

J. Amann (Lausanne). — *Observations relatives à la réaction d'Abderhalden.*

1. Expériences faites en vue de trouver un succédané du toluène : des essais ont été faits avec le chloroforme et le thymol, mais

n'ont pas donné de résultats favorables. Le meilleur parti à prendre est de réduire au minimum la dépense de toluène en employant de l'eau distillée saturée de toluène. L'évaporation pendant la dialyse sera empêchée en opérant en vase clos.

2. La viscosimétrie du dialysat paraît pouvoir être utilisée, à côté des réactions chimiques (biuret, ninhydrine) et du dosage de l'azote, comme moyen de contrôle du résultat de la réaction.

Exemple pour une réaction positive : temps d'écoulement observé :

Pour le dialysat du sérum seul	290″,5
» » » + organe . .	310″,2

(moyenne de 5 observations)

Il paraît que les produits dialysables (polypeptides) provenant de la décomposition de l'albumine spécifique par le sérum actif, augmentent sensiblement la viscosité du dialysat.

3. Présentation d'une réaction positive obtenue avec le pancréas (organe sain) dans un cas d'atrophie du pancréas. Ce cas sera décrit ailleurs avec les détails chimiques.

Jean Piccard (Lausanne). — *A propos de la preuve de la constitution du benzène.*

I. *L'équivalence des six atomes d'hydrogène.* — La preuve classique de cette équivalence est due essentiellement à Ladenburg. Elle se trouve dans Victor Meyer et Jacobson, *Lehrbuch der organischen Chemie*, et c'est sous cette forme, ou sous la forme améliorée de Noelting, qu'elle est donnée dans les cours de chimie aromatique.

L'auteur démontre qu'on peut considérablement raccourcir cette preuve par l'application d'un théorème géométrique : Si cinq points sont répartis dans l'espace de telle façon que chacun d'eux se trouve vis-à-vis du système des quatre autres en situation identique, ces cinq points se trouvent aux sommets d'un pentagone régulier. (Il est probable que ce théorème est juste pour tous les nombres impairs de points ; il est relativement facile de prouver que trois, cinq ou sept points, soumis dans l'espace aux conditions indiquées, dessinent des polygones réguliers).

La preuve de l'auteur commence par suivre les idées de Ladenburg : les trois acides oxybenzoïques donnent, d'une part le même acide benzoïque, d'autre part le même phénol ; les trois positions occupées par le groupe OH sont donc identiques ($b = c = d$) ; et comme le phénol est susceptible d'être transformé en acide benzoïque, ces trois positions sont également identiques à celle du groupe COOH ($a = b = c = d$).

Nous avons un acide bromobenzoïque qui donne naissance à

deux acides nitrobromobenzoïques et ceux-ci se transforment à leur tour par réduction en un même acide aminobenzoïque (anthranilique). La différence des deux corps nitrés indique qu'il y a chez eux deux H différents substitués par NO_2. La réduction ne donnant qu'un seul acide aminobenzoïque, qui ne peut correspondre qu'à un des trois acides oxybenzoïques mentionnés, il faut en conclure qu'un des H substitués par NO_2 est dans une position autre que *a*, *b*, *c* ou *d*. Je la désignerai par *f*.

Les deux dérivés nitrés, dont un avec NO_2 en *f*, donnent un acide aminé qui se transforme facilement en l'un des trois acides oxybenzoïques connus; le H en position *f* doit donc être équivalent à l'un des H en *a*, *b*, *c*, *d*. Il y a donc, dans le benzène, cinq H en positions identiques ($a = b = c = d = f$).

Indépendamment de toute expérience chimique, il existe deux possibilités pour la sixième et dernière position *e*. Elle peut être différente ou non des cinq premières. Dans le premier cas, celles-ci se répartissent aux sommets d'un pentagone régulier et la sixième se trouve sur la perpendiculaire au plan du pentagone passant par son centre de gravité. Cette hypothèse est exclue parce qu'elle n'explique pas l'existence de trois acides oxybenzoïques chez lesquels il n'y a que les cinq premiers H substitués (il ne peut exister que deux dichlorocyclopentanes, et non pas trois). Il ne reste donc que la seconde possibilité: la sixième position est identique aux cinq autres ($a = b = c = d = e = f$), *ce qu'il fallait démontrer*. (Dans le cas de six points identiques dans l'espace, il y a, à côté de l'hexagone régulier, encore plusieurs autres solutions).

II. *La répartition des six H entre les six C.* — L'auteur rend attentif à une faute qui s'est introduite dans nos livres de chimie (par exemple Holleman, V. Meyer et Jacobson). L'équivalence des 6 H permet d'établir trois formules :

$$C_4(CH_3)_2 \; , \qquad C_3(CH_2)_3 \; , \qquad (CH)_6 \; .$$

La première de ces formules est éliminée par le fait qu'elle n'explique que deux dérivés disubstitués :

$$C_4\begin{pmatrix} CH_2X \\ CH_2X \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad C_4\begin{pmatrix} CHX_2 \\ CH_3 \end{pmatrix} .$$

La seconde formule, selon les indications de la littérature, ne pourrait également fournir que deux dérivés disubstitués :

$$C_3\begin{pmatrix} CHX \\ CHX \\ CH_2 \end{pmatrix} \qquad \text{et} \qquad C_3\begin{pmatrix} CX_2 \\ CH_2 \\ CH_2 \end{pmatrix} .$$

Nous pouvons de suite constater que cette affirmation est

erronée, si nous établissons les formules de structure ; il y a deux possibilités :

I et II

La formule I admet trois H devant le plan des atomes de carbone et trois H derrière celui-ci. Nous avons donc trois dérivés disubstitués, exactement comme dans la formule prismatique de Ladenburg. La formule II laisserait même prévoir la formation de cinq dérivés disubstitués, dont deux deviennent identiques dans le cas où les deux substituants sont de même nature.

On ne peut donc exclure la formule C_3 $(CH_2)_3$ en disant qu'elle est incompatible avec l'existence de trois dérivés disubstitués. Il nous faut la réfuter en discutant séparément les deux cas I et II.

La formule II ne correspond évidemment pas au benzène, déjà par le fait que les deux acides nitrobromobenzoïques dont nous avons parlé plus haut donneraient par réduction deux acides aminés différents. Cette raison suffit et nous n'avons pas même besoin d'invoquer le caractère éminemment non-saturé qu'un hydrocarbure de la formule II devrait avoir. Pour montrer ensuite que la formule I n'est pas celle du benzène, il nous faut de nouveaux arguments chimiques, et, disons-le tout de suite, ce n'est pas facile, car, en fait, la formule I pourrait soutenir une discussion sérieuse. A peu près tous les arguments que Ladenburg avait fait valoir en faveur de la formule prismatique peuvent servir à appuyer la formule I. Par contre, les grands inconvénients de la formule de Ladenburg (surtout l'impossibilité de donner par réduction le cyclohexane) ne sont pas inhérentes à la formule I. Toutefois Willstätter a démontré que des ponts dans le genre de ceux qui se trouvent trois fois dans cette formule ne peuvent être éliminés par réduction à froid au moyen de l'hydrogène et du platine (voir les travaux de Willstätter dans la série du cyclooctane). Une seconde raison chimique rend notre formule impossible : l'expérience montre que si l'on forme un noyau benzénique par cyclisation d'une chaîne ouverte, les substituants qui se trouvent dans cette chaîne en positions juxtaposées se retrou-

vent toujours dans le benzène en position *ortho* ; or dans notre formule, ces deux substituants ne pourraient être attachés à deux carbones voisins. La formule $(CH)_6$ du benzène est ainsi démontrée.

K. Schweizer (Genève). — *Contribution à l'étude de la désamination.*

Des recherches, faites sous la direction de M. le prof. Chodat, semblent jeter une nouvelle lumière sur l'élimination d'ammoniaque aux acides aminés. On a admis que cette désamination serait dûe à des ferments hydrolytiques, appelés *désaminases*. Or des ferments pareils n'ont jamais été isolés et l'hypothèse de leur existence n'est basée que sur des essais *in vivo* ou tout au moins sur des organes en survie. Les recherches de l'auteur ont démontré que cette désamination peut aussi être produite par la *tyrosinase* qui n'a pas d'action hydrolytique, mais oxydante, et peut facilement être isolée. Comme dans d'autres désaminations oxydantes il se forme, ici aussi, les produits suivants :

1° une aldéhyde contenant un atome de carbone de moins que l'acide aminé. ;

2° de l'anhydride carbonique ;

3° de l'ammoniaque.

Les essais ont été faits avec la tyrosinase de pomme de terre, qui a l'avantage de ne pas être souillée par des acides aminés. Un essai de contrôle, fait avec la tyrosinase physiologiquement pure obtenue à partir de champignons, a donné exactement les mêmes résultats. Avec le glycocolle on obtient, par exemple, la réaction suivante :

$$\underset{\text{Glycocolle}}{CH_2 < {NH_2 \atop COOH}} + O = \underset{\text{Formaldéhyde}}{CH_2O} + CO_2 + NH_3 .$$

Le phénylglycocolle donne d'une manière analogue la benzaldéhyde. Comme milieu alcalin, qui favorise l'action de la tyrosinase, on s'est servi de préférence de l'eau de chaux. Quelques gouttes de toluène ont servi comme antiseptique. Mais on pouvait prévoir que la réaction n'irait pas très loin, vu que les produits formés réagissent facilemeut entre eux.

Par contre, en présence d'un phénol, la réaction va plus loin. Les produits formés sont probablement éliminés en partie avec formation de crésol-azur, matière colorante découverte en 1907 par R. Chodat. Dans ce cas, un milieu alcalin est nuisible, probablement parce que le groupe OH du phénol est saturé par l'alcali. En prenant à la place des acides aminés de la peptone, on obtient également une désamination. La peptone, en présence d'acides aminés, ralentit la formation d'aldéhyde. C'est aussi le cas pour le glucose.

La formaldéhyde que l'on a trouvée dans des feuilles vertes ne se forme donc pas nécessairement selon l'hypothèse de Baeyer. Elle pourrait aussi se former, au moins en partie, par l'action de la tyrosinase sur les acides aminés. En réalité, on peut observer que l'action désaminante du ferment est accentuée par la présence de la chlorophylle, mais cela aussi bien dans l'obscurité qu'à la lumière. Il ne se produit donc pas dans ce cas une photosynthèse et la chlorophylle intervient probablement seulement par son action réductrice, comme c'est le cas pour le p-crésol.

Il semblerait à première vue résulter de ces expériences que la tyrosinase possède une nouvelle action, une action désaminante. Mais en étudiant le cas de plus près, on peut se convaincre que la tyrosinase ne désamine que grâce à son action oxydante. La présence d'oxygène est nécessaire et la désamination n'a pas lieu dans une atmosphère d'hydrogène. Il faut remarquer que l'on ne peut pas se servir d'acide carbonique à la place d'hydrogène, car les acides sont nuisibles à la tyrosinase. Dans l'atmosphère d'hydrogène il se forme un leucodérivé. Au contact de l'air le crésol-azur se produit ensuite plus vite que dans essai-témoin où l'on n'a pas laissé d'abord la réaction s'effectuer dans une atmosphère d'hydrogène.

La désamination peut donc être effectuée par une oxydase, et donner naissance aux produits nécessaires à la formation de l'urée dans le sens de la théorie de Hofmeister. Ces résultats peuvent aussi laisser supposer une décomposition des matières protéiques qui, passant intermédiairement par le formiate d'ammoniaque et la formamide, aboutirait à l'acide cyanhydrique.

J.-V. Dubsky (Zurich). — *Contribution à l'étude des 3,5-dicétopipérazines.*

Tandis que les 2,5-dicétopipérazines (formule I) sont faciles à obtenir, la préparation des 3,5-dicétopipérazines, ou 3,5-dicéto-hexahydro-1-4-diazines, rencontre de sérieuses difficultés. On obtient le type fondamental de cette série, l'*iminodiacétimide* (II) en partant de l'iminodiacétonitrile $NH(CH_2 \cdot CN)_2$ et en passant par les intermédiaires

$$NH(CH_2 \cdot CO_2H)_2 \rightarrow NH(CH_2 \cdot CO_2 \cdot CH_3)_2 \rightarrow NH(CH_2 \cdot CO \cdot NH_2)_2 .$$

La sublimation de l'iminodiacétamide dans le vide fournit des traces de l'imide, à côté d'une grande quantité de l'amide non altérée. Le résidu de cette sublimation est la 2-5-dicéto-1-4-diacétamide-hexahydro-1-4-diazine (III). L'acide nitrique absolu convertit l'iminodiacétimide en un dérivé nitré (IV) qui, en solution aqueuse, passe à l'état d'un corps bleu indigo amorphe et insolu-

ble dans tous les dissolvants. L'acétylimide V, introduite dans l'acide nitrique absolu, reste inaltérée. La méthylimide VI se comporte tout autrement : à froid on n'obtient pas de produit déterminé, mais à la température d'ébullition de l'acide nitrique il se forme de beaux feuillets cristallins de la composition $C_5 H_4 O_4 N_2$, que l'auteur considère comme étant la 2-3-5-6-tétracéto-1-méthyl-hexahydro-1-4-diazine (VII) (travail de M. Petters).

L'acide nitrique absolu transforme la 3-5-dicéto-1-acétamide-hexahydro-1-4-diazine (VIII) en acide tétracéto-hexahydro-1-4-diazine-1-acétique (IX). La phényliminodiacétimide (X) donne dans les mêmes conditions un dérivé dinitré (XI) (travail de Mlle W.-D. Wensink).

En partant de l'iminodipropionitrile

$$NH\left(CH<{CH_3 \atop CN}\right)_2,$$

et en passant par les intermédiaires

$$NH\left(CH<{CH_3 \atop CO_2H}\right)_2, \quad NH\left(CH<{CH_3 \atop CO_2CH_3}\right)_2 \quad \text{et} \quad NH\left(CH<{CH_3 \atop CO \cdot NH_2}\right)_2,$$

on arrive à l'*iminodipropionimide* (XII). Le résidu de la sublimation de ce dernier corps est un composé $C_6 H_{13} O_2 N_3$ qui correspond probablement à la formule XIII. Traitée par l'acide nitrique absolu, l'iminodipropionimide fournit la nitramine (XIV), tandis que son dérivé acétylé (XV) reste inaltéré (travail de Mme St. Izdebska-Domanska et de Mlle W.-D. Wensink).

L'étude de la série iminobutyrique n'a pas encore donné de résultats définitifs. En soumettant l'iminodibutyronitrile (XVI) à l'action de divers agents saponifiants, on a obtenu, tantôt l'acide amino-isobutyrique NH_2-$C(CH_3)_2$-CO_2H, tantôt son anhydride interne (XVII). En employant le peroxyde d'hydrogène, on voit se former, avec un rendement très faible, un corps bien cristallisé de la formule $C_{19} H_{38} O_4 N_6$; il semble que, dans ce cas, le nitrile soit décomposé en diamide et acétone, qui se condenseraient pour donner naissance à un corps possédant la formule XVIII.

$$HN<{CH_2\text{-}CO \atop CO\text{-}CH_2}>NH \qquad HN<{CH_2\text{-}CO \atop CH_2\text{-}CO}>NH$$

I II

$$H_2N\text{-}CO\text{-}CH_2\text{-}N<{CH_2\text{-}CO \atop CO\text{-}CH_2}>N\text{-}CH_2\text{-}CO\text{-}NH_2$$

III

$$NO_2\text{-}N<{CH_2\text{-}CO \atop CH_2\text{-}CO}>NH \qquad CH_3\text{-}CO\text{-}N<{CH_2\text{-}CO \atop CH_2\text{-}CO}>NH$$

IV V

$$CH_3\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH_2\text{-}CO \\ CH_2\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH \qquad CH_3\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CO\text{-}CO \\ CO\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH$$

VI VII

$$H_2N\text{-}CO\text{-}CH_2\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH_2\text{-}CO \\ CH_2\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH \qquad HO_2C\text{-}CH_2\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CO\text{-}CO \\ CO\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH$$

VIII IX

$$C_6H_5\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH_2\text{-}CO \\ CH_2\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH \qquad (NO_2)_2C_6H_3\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH_2\text{-}CO \\ CH_2\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH$$

X XI

$$HN \left\langle \begin{matrix} CH(CH_3)\text{-}CO \\ CH(CH_3)\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH \qquad HN \left\langle \begin{matrix} CH(CH_3)\text{-}CO \\ CH(CH_3)\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle N\text{-}NH_4$$

XII XIII

$$NO_2\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH(CH_3)\text{-}CO \\ CH(CH_3)\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH \qquad CH_3\text{-}CO\text{-}N \left\langle \begin{matrix} CH(CH_3)\text{-}CO \\ CH(CH_3)\text{-}CO \end{matrix} \right\rangle NH$$

XIV XV

$$HN\left(C \begin{matrix} CH_3 \\ CH_3 \\ CH_3 \end{matrix} \right)_2 \qquad HN \left\langle \begin{matrix} C(CH_3)_2\text{-}CO \\ CO\text{-}C(CH_3)_2 \end{matrix} \right\rangle NH$$

XVI XVII

$$\begin{matrix} CH_3 \\ CH_3 \end{matrix} > C \left\langle \begin{matrix} N\left(C \begin{matrix} CH_3 \\ CH_3 \\ CONH_2 \end{matrix} \right)_2 \\ N\left(C \begin{matrix} CONH_2 \\ CH_3 \\ CH_3 \end{matrix} \right)_2 \end{matrix} \right.$$

XVIII

S. Reich (Genève). — *Sur les acides m-nitrobromocinnamiques* (avec M. S. Kœhler et Mlle E. Lubeck).

En faisant agir la potasse alcoolique sur l'acide m-nitro-phényl-αβ- dibromopropionique, on obtient l'acide m-nitro-α-bromocinnamique, $NO_2\text{-}C_6H_4\text{-}CH{=}CBr\text{-}COOH$, fusible à 116°. Sous l'influence de certains agents chimiques ou de la lumière solaire, cet acide se convertit en un stéréo-isomère qui fond à 217°.

En faisant agir l'acide bromhydrique sur l'acide m-nitro-phénylpropiolique, on obtient l'acide m-nitro-β-bromocinnamique, $NO_2\text{-}C_6H_4\text{-}CBr{=}CH\text{-}COOH$, fusible à 186°. Exposé à la lumière solaire, cet acide se transforme en un stéréo-isomère qui fond à 132°. Les auteurs ont fait une étude comparée des propriétés additives de ces quatre acides et des phénomènes d'isomérisation auxquels ils donnent lieu.

A. Bistrzycki et W. Schmutz (Fribourg). — *De l'action des 1,2-diamines sur quelques lactones.*

Les 1,2-diamines peuvent, comme l'ammoniaque, entrer en réaction avec les lactones. Les auteurs ont examiné à ce point de

vue, parmi les diamines : les 1,2-phénylène-, 4-éthoxy-1,2-phénylène-, 1,2 et 1,8-naphtylène- et 1,2-éthylène-diamines, et parmi les lactones: la valérolactone, la phtalide, la phénolphtaléine, la lactone o-oxy-diphénylacétique et la lactone 5-méthyl-2-oxy-triphénylacétique.

Les diamines aromatiques donnent avec les lactones des acides-alcools, par perte de 2 molécules d'eau, des composés du type I, et avec la lactone o-oxy-diphénylacétique, par perte d'une molécule d'eau, des composés du type II.

Avec cette dernière lactone, l'éthylène-diamine forme un produit d'addition du type III, qui perd de l'éthylène-diamine à haute température.

La phtalide et l'éthylène-diamine fournissent le produit d'addition IV, qui à 240° donne le composé V. Ce dernier se comporte comme une amine tertiaire, en ce sens qu'il fixe 3 atomes de brome, ou 2 atomes d'iode (formule VI).

L'hydrogène du groupe méthylénique du noyau phtalidique est plus facilement remplaçable que celui du groupe éthylénique.

L'oxydation a fourni les composés VII et VIII, et l'action du soufre à haute température le corps IX.

CH_2 N C N

I

C_6H_5 CH – C N N H OH

II

$CH<^{C_6H_5}_{CO-NH-CH_2-CH_2-NH_2}$ OH

III

CH_2OH HOH_2C $CO-NH-CH_2-CH_2-NH-CO$

IV

CH_2 CH_2 $N-CH_2-CH_2-N$ CO CO

V

CH_2 CH_2 $NI_2-CH_2-CH_2-N$ CO CO

VI

CO CH₂

$N-CH_2-CH_2-N$

CO CO

VII

CO CO

$N-CH_2-CH_2-N$

CO CO

VIII

C C

N N

CO CH_2-CH_2 CO

IX

La lactone 5-méthyl-2-oxy-triphénylacétique n'est entrée en réaction avec aucune des diamines mentionnées, après avoir été soumise avec elles à un simple chauffage.

A. Bistrzycki et Franz Kuba. — *Condensations nucléaires des thiophénols et de leurs éthers.*

Ces condensations ne semblent pas avoir été étudiées jusqu'ici; elles sont cependant faciles à réaliser. Lorsque, par exemple, on chauffe, en solution benzénique, l'acide benzilique et le thioanisol en présence de chlorure stannique anhydre, il se forme l'*acide méthyl-mercapto-triphénylacétique* (très probablement para) :

$$(C_6H_5)_2=C(COOH)-C_6H_4-SCH_3 .$$

Cet acide se dissout dans l'acide sulfurique concentré avec une coloration rouge-violet et se laisse décarbonyler de la même manière que l'acide p-oxy-triphénylacétique (Bistrzycki et Herbst). On obtient alors le carbinol

$$(C_6H_5)_2=C(OH)-C_6H_4-SCH_3$$

qui est coloré en jaune et se convertit en chlorométhane

$$(C_6H_5)_2=CCl-C_6H_4-SCH_3$$

lorsqu'on traite sa solution éthérée par le gaz chlorhydrique sec.

Malheureusement, ce dérivé chloré ne perd pas du chlorure de méthyle, mais du gaz chlorhydrique, lorsqu'on le chauffe dans

une atmosphère d'anhydride carbonique. On ne peut donc obtenir de cette manière la thiofuchsone

$$(C_6H_5)_2{=}C{=}C_6H_4{=}S\ .$$

L'élimination du méthyle par l'acide chlorhydrique ou le chlorure d'aluminium s'est montrée extrêmement difficile, comme du reste cela a été observé dans des cas semblables.

Lorsqu'on ajoute 4 mol. de brome (dissous à froid dans la potasse étendue) à une solution diluée de méthylmercapto triphénylacétate de potasse, qu'on chauffe à 80° et qu'on neutralise par l'acide sulfurique, il se précipite l'*acide méthylsulfoxytriphénylacétique:*

$$\begin{array}{l}(C_6H_5)_2{=}\underset{\displaystyle COOH}{\underset{|}{C}}{-}C_6H_4{-}SO{-}CH_3\ .\end{array}$$

Celui-ci fournit, par oxydation au moyen du permanganate, le dérivé sulfoné correspondant, lequel, soumis à la décarbonylation par l'acide sulfurique, se convertit en *méthyl-sulfo-triphénylcarbinol*

$$\begin{array}{l}(C_6H_5)_2{=}\underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{C}}{-}C_6H_4{-}SO_2{-}CH_3\ .\end{array}$$

Ce dernier se présente sous deux modifications, fusibles à 132° et à 178°.

Le thiophénol se condense avec l'acide benzilique lorsque, sur la solution de ces deux corps dans l'acide acétique glacial, on fait agir l'acide sulfurique concentré en maintenant la température à 40-45°. Le produit de cette réaction constitue très probablement l'*acide p-mercapto-triphénylacétique*

$$\begin{array}{l}(C_6H_5)_2{=}\underset{\displaystyle COOH}{C}{-}C_6H_4{-}SH\ .\end{array}$$

Il donne par décarbonylation un carbinol que l'on n'a pas réussi jusqu'ici à obtenir à l'état cristallisé. Lorsqu'on le laisse dans le vide sur de l'acide sulfurique, ou lorsqu'on le chauffe, il prend une couleur rouge-cerise très prononcée ; il passe probablement par déshydratation à l'état de thiofuchsone.

On peut aussi condenser le thio-anisol avec l'acide diphénylèneglycolique. D'autres essais de condensations semblables sont actuellement en cours.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 17 février 1916

Prof. Prevost. Expériences sur le cœur de la grenouille. — Raoul Boissier. Le charriage des alluvions en suspension dans l'eau de l'arve. — L.-W. Collet. La prise d'échantillons d'eau en profondeur dans les rivières. — A. Monnier. Une réaction nouvelle des persulfates et des perchlorates.

M. le Prof. Dr Prevost donne le résumé d'expériences qu'il a faites sur le *cœur de la grenouille* et montre des tracés confirmatifs de l'action de diverses substances appliquée sur le cœur.

1° Substances augmentant l'énergie de la contraction tels sont : le benzoate et le citrate de *caféine* et la *théobromine*. La *caféine* surtout donne lieu à une très forte augmentation de l'amplitude des systoles, avec un ralentissement du rythme. Une modification fréquente (surtout à la suite de fortes doses) de l'excitabilité électrique : l'extra systole manque souvent, avec un très long prolongement de la diastole, quand on fait une série d'excitations rapprochées.

2° Substances arrêtant le cœur ou le paralysant. L'*upas antiar* et la *digitaline* n'offrent pas grand intérêt, le cœur, comme on le sait, s'arrête avec systole du ventricule et diastole des oreillettes, sans pouvoir être modifié par d'autres substances.

Les sels de *potassium* (chlorure, iodure) sont considérés comme paralysants du cœur en s'adressant à sa musculature. Le cœur arrêté par les sels de potassium peut être réveillé par la *caféine* et la *diurétine* (salicylate de théobromine) contrairement à ce que

l'on pourait attendre. Les sels de *sodium* n'ont pas d'action notable et ne paralysent pas le cœur comme ceux de potassium.

La *muscarine* et la *pilocarpine* arrêtent (comme on le sait) le cœur en diastole en excitant les centres d'arrêt situés dans le cœur. L'*atropine* qui paralyse ces centres, ainsi que le nerf vague, fait rebattre le cœur muscariné.

La *caféine* peut aussi réveiller les contractions du cœur muscariné, mais par un autre processus que l'atropine, en s'adressant au muscle lui-même ; on constate alors une augmentation de l'énergie de la contraction ; ce qui n'a pas lieu avec l'atropine qui rétablit simplement la contraction sans l'exagérer. Il semble ainsi probable que la caféine agit sur le muscle cardiaque lui-même dont elle augmente le tonus.

D'autres substances assez nombreuses ont été étudiées par M. Prevost, mais n'ont pas fourni de résultats intéressants : tels sont l'*urée,* la *veratrine,* la *cytisine*, le *chlorure de baryum,* le *glycose*, les sels *biliaires*, la *spartéine*, le *cuzare*, l'*asparagine*, la *delphinine.*

M. Raoul Boissier fait une communication sur *le charriage des alluvions en suspension dans l'eau de l'Arve.*

En 1890 M. Baëff fit une thèse de doctorat intitulée « Les eaux de l'Arve». Nous trouvons dans cet ouvrage la valeur des matières en suspension transportées par ce cours d'eau par jour, par mois pour l'année 1890. Les données de M. Baëff sont basées sur une seule prise d'échantillon par jour. Or une unique prise par jour, sauf pour quelques mois de l'hiver n'est pas suffisante pour le calcul du volume des matières transportées par la rivière.

Dans une note récente M. L.-W. Collet ([1]) a attiré l'attention sur les erreurs que l'on pouvait commettre en déterminant le transport des matériaux en suspension dans un cours d'eau à régime glaciaire en se basant sur une seule prise par jour. Sur les conseils de ce dernier auteur, M. Boissier a étudié depuis dix mois les variations dans la teneur en sable de l'eau de l'Arve à la surface comme en profondeur. Il arrive à la conclusion que dans un cours d'eau comme l'Arve, à régime torrentiel greffé sur un régime glaciaire atténué, il est indispensable d'étudier avec attention les crues pendant lesquelles d'une heure à l'autre, la teneur en sable peut varier du simple au double. Les chiffres ci-dessous en sont la meilleure démonstration.

[1]) Deuxième note sur le charriage des alluvions dans certains cours d'eau de la Suisse. *Actes de la Société Helvétique des Sciences naturelles.* II. 1914. p. 126-128.

Exemples de variations brusques des matières transportées.

1915		
7 Juin	9.30 S. = 9.610 gr. par lit.	10.30 S. = 20.864 gr. par lit.
14 »	Midi = 0.810 » » »	1 » = 2.960 » » »
10 Juillet	8 M. = 1.530 » » »	9 M. = 2.980 » » »
14 »	5.30 » = 3.150 » »	6.30 » = 7.420 » » »
12 Nov.	3 S. = 1.530 » » »	4 S. = 0.610 » » »

Au moyen d'un appareil de sa construction M. Boissier a prélevé des échantillons d'eau aux différents points des ordonnées d'un profil en travers de l'Arve tout en mesurant la vitesse de l'eau au moyen d'un moulinet.

Ces déterminations montrent que la répartition des alluvions dans les différentes couches d'eau est avant tout fonction de la vitesse. Dans l'un des profils étudiés les polygones des vitesses présentent des irrégularités assez sensibles. Or ces irrégularités se retrouvent exactement, mais plus exagérées, dans les polygones du sable en suspension. Le tableau ci-dessous permet de se faire une idée des écarts qu'il y a dans la teneur en sable de l'eau à la surface jusqu'à 0.30 m. au-dessus du fond.

Teneur en sable à différentes profondeurs.

1915	Profond.	Surface 2.00	1.20	0.80	0.65	0.30	
29 Avril	Gr. p. lit.	0.150	0.552	0.952	1.140	4.370	
22 Mai	Profond.	Surface 2.30	1.65	0.65	0.30		
	Gr. p. lit.	0.310	0.460	1.260	3.940		
30 Août	Profond.	Surface 2.50	2.00	1.00	0.80	0.65	0.30
	Gr. p. lit.	2.640	2.940	3.250	6.000	11.670	16.960
6 Nov.	Profond.	Surface 2.70	1.20	0.65	0.30		
	Gr. p. lit.	2.120	2.150	5.280	37.718		

Les profondeurs sont données en m. depuis le fond.

Par l'étude des prises de fond M. Boissier croit pouvoir arriver à la conclusion, que les crues glaciaires transportent des matières relativement fines et bien réparties. Tandis que les crues dûes à des pluies transportent des matières encore grossières, qui sont concentrées dans les régions voisines du fond.

Ces quelques chiffres montrent, pour le cas de l'Arve, que plus l'on se rapproche du fond, plus la teneur en sable est forte. Il coule durant les crues, pour ainsi dire une sorte de rivière de sable sur le lit.

M. Boissier explique cette forte charge en alluvions des couches d'eau profondes par la présence de tourbillons qui naissent sur les

aspérités du lit et qui provoquent la remontée du sable dans les couches d'eau supérieures.

Les résultats ci-dessus montrent clairement le danger qu'il y a à utiliser pour le calcul du colmatage d'un bassin d'accumulation ou d'un lac des chiffres n'indiquant que la teneur en sable du cours d'eau en surface.

M. Boissier annonce qu'il publiera prochainement, la série complète de ses observations. Il remercie en terminant la Direction du Service des Eaux du Département Suisse de l'Intérieur qui lui a prêté aide et conseil durant son étude.

M. L.-W. Collet (Berne) présente quelques remarques au sujet de *la prise d'échantillons d'eau en profondeur dans les rivières.*

Ayant eu connaissance déjà en 1915 de quelques-uns des intéressants résultats obtenus par M. Boissier, sur l'Arve à Vessy près Genève, M. Collet s'est donné pour tâche de contrôler l'appareil employé par M. Boissier. Les résultats obtenus par ce dernier sont en effet si importants, au point de vue scientifique comme au point de vue technique, qu'il était désirable de savoir si l'appareil par lui employé fonctionnait bien et si les résultats obtenus ne pouvaient être mis en doute.

Au moyen d'un appareil construit sur un principe tout différent M. Collet a fait effectuer en deux points différents d'un profil en travers de l'Arve des prises au moyen de l'appareil de M. Boissier et au moyen de l'appareil construit sur les indications du Service des Eaux du Département suisse de l'Intérieur. Le tableau ci-dessous donne une idée des résultats obtenus :

Essais effectués le 4. VIII. 1915 sur l'Arve, à la machine hydraulique de Vessy, en deux points différents du profil.

Profondeur à partir de la surface	Appareil Service des Eaux gr. par litre	Appareil Boissier gr. par litre
	N° 1	
0,00	1,000	1,129
0,50	1,040	1,140
1,00	1,033	1,146
1,50	1,236	1,232
2,00	1,341	1,354

N° 2

0,00	0,981	0,970
0,50	1,001	1,055
1,00	1,059	1,101
1,50	1,165	1,131
2,00	1,349	1,158

Les chiffres ci-dessus montrent clairement que l'appareil de M. Boissier fonctionne très bien et que les résultats par lui obtenus doivent être exacts.

M. Collet publiera dans le courant de l'année une description de l'appareil utilisé par le Service des Eaux du Département suisse de l'Intérieur ainsi que les résultats obtenus sur la teneur des alluvions en suspension dans l'eau du Rhône, à différentes profondeurs, à la station limnigraphique de la Porte du Scex.

M. le Prof. A. Monnier. — *Une réaction nouvelle des persulfates et des perchlorates.*

L'auteur signale une nouvelle réaction des persulfates et des perchlorates. Le réactif employé est une solution aqueuse de bleu de méthylène à 0,5 %.

Ce réactif, ajouté goutte-à-goutte à une solution renfermant un persulfate alcalin, produit une coloration violet-rose avec fluorescence verte ; cette coloration est due à la formation d'un précipité ténu, qui se dépose lentement au fond du tube.

Si l'on filtre le précipité violet et qu'on le lave à l'eau, la teinte vire au bleu foncé. La réaction est d'une grande sensibilité : on peut nettement caractériser la présence de persulfate d'ammoniaque ou de potasse dans un liquide en renfermant 5 centigrammes par litre. Il faut opérer à la température ordinaire, car, en chauffant, le précipité se dissout en donnant une solution bleue, qui se décolore si l'on maintient l'ébullition.

Les perchlorates réagissent de la même manière que les persulfates, mais le précipité est violet-bleu ; la réaction est, de ce fait, moins sensible. Cependant, même dans des solutions très diluées, on distingue nettement la fluorescence verte, après quelques minutes de repos.

On peut caractériser par ce procédé, la présence des persulfates et des perchlorates, en présence de la plupart des autres oxydants, à l'exception toutefois des chromates.

Le bleu de méthylène produit un précipité bleu foncé dans les dissolutions de certains sels, notamment des iodures alcalins ; mais il ne réagit pas avec les bromures, chlorures, hypochlorites, chlorates et nitrates, de même qu'en présence d'eau oxygénée, de peroxydes alcalins et de perborates.

Séance du 2 mars

J. Leuba. Sur les épithéliums respiratoires et l'appareil lingual chez Spelerpes adspersus. — Ed. Sarasin et Th. Tommasina. Confirmation expérimentale de l'explication théorique de l'effet Volta. — A. Schidlof. Sur la volatilisation des sphérules de mercure en suspension dans un gaz. — J. Briquet. Les nervures incomplètes des lobes de la corolle dans le genre Adenostyles.

J. Leuba. — *Sur les épithéliums respiratoires et l'appareil lingual de Spelerpes adspersus, Peterson.*

Spelerpes adspersus est un urodèle apneumone de la famille des Salamandrides, S. F. des Plethodontines.

De nombreux individus de cette espèce ont été trouvés par MM. Fuhrmann et Mayor, lors de leur voyage d'exploration scientifique en Colombie, en 1910 ; ils ont tous été récoltés dans la vallée du Cauca, à 2000 mètres d'altitude.

Spelerpes adsp. est absolument dépourvu de poumons ; mais il porte la trace d'un appareil pulmonaire, sous la forme d'un sillon médian, ventral, profond, situé immédiatement en arrière du placode dentaire du parasphénoïde ; ce sillon est manifestement l'homologue d'une fente trachéale ; sa situation topographique le démontre, car elle est exactement la même que chez Triton alpestris ; chez les deux espèces, cette formation se trouve dans la région de la vésicule auditive.

Spelerpes adsp. supplée à la respiration pulmonaire absente par la respiration cutanée, et très probablement par la respiration bucco-pharyngienne. La respiration cutanée acquiert, chez cette espèce, une importance très grande, du fait que le réseau capillaire cutané, dont les mailles sont denses, a sa surface augmentée par des renflements nombreux ; les capillaires paraissent s'incruster dans l'épiderme et sont au contact immédiat des cellules épithétiales, sans l'intermédiaire d'un périthélium. Çà et là, on les voit arriver jusqu'au contact de la cuticule. Ce réseau est étendu à toute la surface du corps, du museau à la queue.

L'épithélium de la bouche et du pharynx, jusqu'à l'entrée de la fente trachéale rudimentaire est pourvu d'un réseau semblable extrêmement dense, fourni par les artères pulmonaire, pharyngienne, maxillaire externe, dont les capillaires et leurs renflements pénètrent parfois jusqu'au niveau de l'assise supérieure de l'épithélium.

Les incrustations capillaires s'arrêtent à l'entrée de la fente trachéale ; dans l'oesophage, elles ont disparu complètement.

La présence de ce réseau dans la bouche et le pharynx, la persistance des muscles respiratoires, dilatateurs et constricteurs du pharynx, et divers autres faits de structure[1], donnent à penser que *Spelerpes adsp.* possède une respiration bucco-pharyngienne, capable d'apporter un appoint appréciable à la respiration cutanée ; cependant, ce dernier mode est de beaucoup le plus important à cause de l'étendue beaucoup plus grande du réseau capillaire cutané.

La langue. — Spelerpes adsp. se nourrit d'insectes, qu'il saisit à la manière des caméléons, en les collant à distance sur un plateau linguel protractile.

L'appareil lingual se compose d'un plateau, d'une tige et d'un squelette sur lequel s'insèrent des muscles protracteurs et rétracteurs.

Le plateau est une masse glandulo-musculaire fixée à sa partie antérieure sur une tige squelettique — le basi-hyal — autour de laquelle il peut opérer un mouvement de bascule en avant. Le basi-hyal s'appuie lui-même sur les premier et deuxième arcs branchiaux; le premier arc est très grêle; le second, trois fois plus gros, se continue en arrière par une baguette cartilagineuse effilée, correspondant peut-être au deuxième épibranchium (?) Cette baguette, de ventrale qu'elle est au niveau de son articulation au deuxième arc branchial, devient dorsale plus en arrière, et va se loger de chaque côté de la colonne vertébrale. — Latéralement se trouve l'hyoïde.

Toutes ces pièces squelettiques, sauf l'hyoïde sont contenues dans une gaîne fibreuse, à l'intérieur de laquelle elles peuvent glisser librement. Les muscles protracteurs ne s'insèrent donc pas directement au squelette, mais sur cette gaîne fibreuse.

Cette disposition est réalisée au maximum par le manchon musculaire qui contient le deuxième épibranchium; c'est un long fourreau, dans lequel le cartilage épibranchial glisse librement.

Les fibres de ce muscle ont une disposition unique, probablement dans la série animale ; elles s'insèrent sur des raphés de forme spiraloïde, ayant une courbure mathématiquement construite. Les fibres elles-mêmes sont hélicoïdales dans leur ensemble et disposées en deux couches, à directions opposées; le mécanisme de ce muscle est très complexe; nous pensons que la courbure hélicoïdale des fibres, suivant deux directions antagonistes, leur confère une double action :

[1] La description de ces détails paraîtra sous une forme plus complète dans la *Revue suisse de Zoologie*, sous le titre: « Le segment bucco-pharyngien de *Spelerpes adspersus* ».

1° elles agissent comme un sphincter, en rétrécissant la cavité du fourreau ;

2° en la raccourcissant, elles tendent à pousser en avant le cartilage épibranchial.

Ce cartilage étant conique, et de plus, contenu librement dans le fourreau, l'étreinte des fibres agissant comme sphincter, l'expulse de la cavité du fourreau, à la manière d'un noyau de cerise que l'on projette en le pinçant entre deux doigts. Projeté en avant, il pousse devant lui le deuxième avec branchial, puis le basi-hyal, et constitue ainsi un muscle protracteur énergique, d'action très rapide. Cette action est comparable à une véritable systole cardiaque ; il n'est pas impossible que le relâchement des fibres fasse suivre la systole d'une diastole, et que le muscle du fourreau devienne ainsi, secondairement, un muscle rétracteur.

C'est là une simple supposition, qu'il faudrait vérifier expérimentalement.

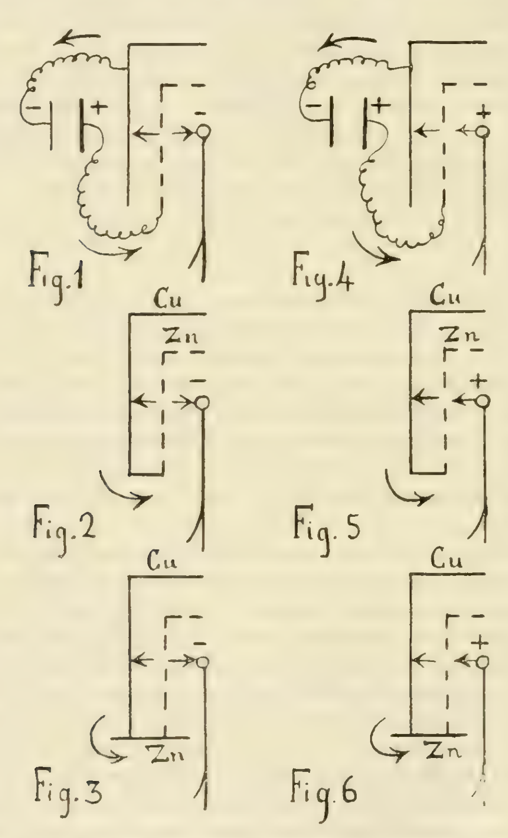
Ed. Sarasin et Th. Tommasina. — *Confirmation expérimentale de l'explication théorique de l'*effet Volta ([1]).

Dans la séance du 3 février nous avons fait une brève communication préliminaire à propos des recherches que nous poursuivons sur les relations entre la radioactivité induite et l'*effet Volta*. Il s'agissait de deux faits nouveaux. Notre communication actuelle se borne à en donner les explications, tirées du dernier fait constaté, celui que nous appelons *effet pile*, en utilisant quelques dessins schématiques ; puis à décrire les nouvelles expériences dont les résultats viennent de confirmer ces mêmes explications.

Mais, auparavant nous croyons utile de donner quelques éclaircissements sur la nature très spéciale de nos recherches et des faits nouveaux que nous apportons. Notre effet pile ne doit pas être confondu avec ce qui a lieu soit dans l'intérieur d'une pile soit dans son circuit. Il ne faut pas oublier que dans nos recherches tout se passe à l'aide de la radioactivité induite. Notre effet pile ne se produit que si l'action s'exerce dans une enceinte contenant de l'émanation radioactive. La cloche métallique doit être radioactivée ou au moins il faut qu'on y ait versé de l'émanation, sans quoi rien n'est indiqué par l'électroscope dans notre dispositif, quand on fait passer le courant entre la cloche et l'écran. C'est là précisément ce qui donne de l'importance à nos recherches et à nos dispositifs, car ils se prêtent ainsi à établir la nature de ce qui doit arriver dans les milieux ionisés, quelle que soit la cause physique de la ionisation. C'est là un champ où tout est hypothétique, mais ces hypothèses sont celles qu'on considère comme fondamentales dans la physique électronique moderne.

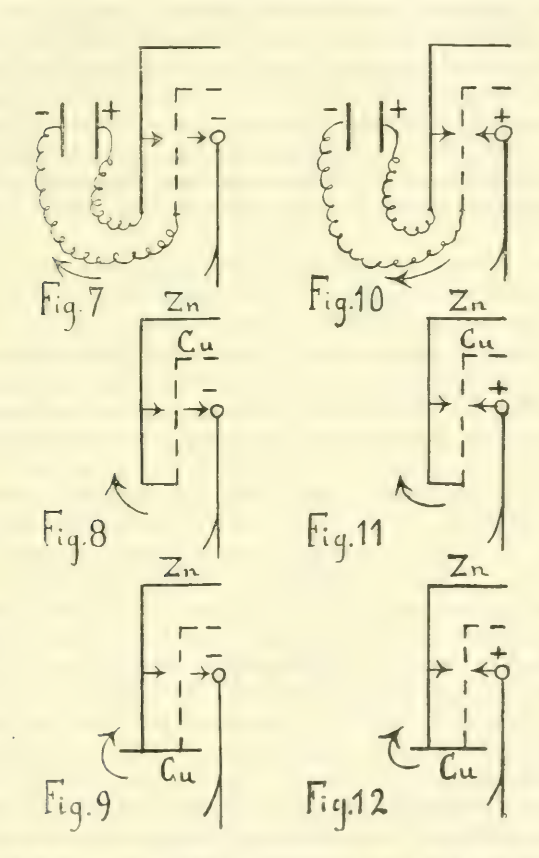
[1] Voir ci-dessus, page 249.

Nous avons dit que l'effet pile nous permet d'expliquer les deux effets Volta précédemment constatés. Pour le démontrer dans nos dessins schématiques les dispositifs qui donnent des effets identiques sont placés en colonne verticale. Il suffit alors d'observer ce qui se passe dans l'effet pile qui est en haut, pour établir d'après le sens du courant, ce qui doit avoir lieu dans



les deux effets Volta des deux dessins au-dessous. C'est ainsi que la Fig. 1 (effet pile *a*) explique la Fig. 2 (effet Volta *a* avec cloche *Cu* et écran *Zn*) et la Fig. 3 (effet Volta *a* avec cloche *Cu* et disque *Zn*); la charge de l'électroscope étant négative dans les trois dispositifs. La Fig 4 en tête de la deuxième colonne donne les mêmes indications pour les Fig. 5 et 6 ; dans ces trois expériences la charge de l'électroscope étant positive. Dans les dispositifs des Fig. 7 et 10, le courant est renversé, la cloche étant reliée au pôle + et l'écran au pôle — ; la Fig. 7 explique les Fig.

8 et 9, et la Fig. 10 les Fig. 11 et 12, car dans ces quatre dispositifs la cloche est en zinc et l'écran ou le disque en cuivre. D'après les flèches qui indiquent le sens du courant ainsi que la direction convergente ou divergente des lignes de force de la charge de l'électroscope, on voit que, lorsque ces dernières sont dirigées dans le sens du courant, la décharge est rapide et qu'elle est lente,



lorsqu'il y a opposition. Ces explications dues à l'effet pile, introduit avantageusement, pensons-nous, dans notre dispositif, nous semblent déjà suffisantes pour établir que soit dans le cas des électrodes séparées par de l'air contenant les émanations et le rayonnement de la radioactivité induite, soit dans celui des électrodes en contact direct entre elles, mais en contact aussi avec les activités radioactives et toujours sous l'influence d'une charge électrostatique, il y a production d'un courant.

Nos expériences montrent que ce qui se passe dans chacun

des cas étudiés est un courant qui part toujours de l'électrode Zn, de façon que le milieu radioactif se comporte précisément comme l'électrolyte d'une pile.

Arrivés à cette conclusion tirée directement de l'application des résultats de l'effet pile à ceux constituant l'effet Volta, nous nous sommes dit que si notre interprétation était exacte les deux effets devraient, agissant dans le même sens ou en sens opposé, s'additionner dans le premier cas et se soustraire dans l'autre. Pour vérifier la chose, au lieu de nous servir, comme pour l'étude de l'effet pile, d'une cloche et d'un écran du même métal, nous avons utilisé soit une cloche en zinc avec l'écran en cuivre, soit une cloche en cuivre avec l'écran en zinc. Le résultat a été celui que nous avions prévu. Les graphiques obtenus d'après les chiffres de nos mesures ont donné la confirmation attendue de nos vues théoriques.

La distance séparant les deux courbes de désactivation a diminué lorsque l'effet Volta agissait en sens opposé de l'effet pile; celui-ci donnant par exemple l'effet *a* et l'autre l'effet *b*, comme l'effet pile est plus fort, on avait encore l'effet *a*, mais affaibli. Puis en renversant le courant, la pile donnant alors l'effet *b*, les deux effets s'ajoutaient et la distance des courbes a augmenté en proportion, donnant un effet *b* plus grand, égal précisément aux deux effets *b* additionnés

En changeant cloche et écran de façon à obtenir comme effet Volta l'effet *a*, le résultat a été dans le premier cas, un effet *a* renforcé, la distance entre les courbes indiquant l'addition des deux effets *a*, et, dans le deuxième un effet *b* plus faible, la distance des courbes indiquant la soustraction de l'effet Volta *a* de l'effet pile *b*.

Ces nouveaux résultats expérimentaux montrent que l'effet Volta et l'effet pile, qui modifient tous les deux la conductibilité du milieu radioactivé, sont non seulement de même nature, mais encore du même ordre de grandeur au point de vue de leur potentiel électrique.

La théorie chimique semble donc l'emporter sur la théorie du potentiel spécifique. La question reste pourtant encore ouverte et nous continuerons à en poursuivre l'étude à l'aide des dispositifs que nous venons de décrire, guidés par les résultats qu'ils nous ont déjà fournis.

A. Schidlof. — *Sur la volatilisation des sphérules de mercure en suspension dans un gaz.*

MM. Schidlof et Karpowicz[1] ont observé que de petites

[1]) *C. R. de l'Acad. des Sc.*, 29 juin 1914, 158, p. 1992.

gouttes de mercure (sphérules de 10^{-4} à $1,5\ 10^{-5}$ cm. de rayon) maintenues en suspension dans un gaz, subissent une diminution de masse continuelle. L'étude de cet effet a été poursuivie par M. Targonski[1] qui a réussi à étendre ses recherches jusqu'au-dessous des limites de 10^{-5} cm. de rayon et qui a constaté de plus, que la densité moyenne des sphérules subit une diminution progressive (jusqu'à 25 % dans des expériences de longue durée). Les particularités du phénomène semblent indiquer que l'effet est dû aux molécules d'air qui heurtent incessamment la surface de la goutte.

L'auteur a essayé de donner à cette hypothèse une forme mathématique, en utilisant les relations connues de la théorie cinétique des gaz et il a obtenu le résultat suivant : la diminution de masse rapportée à l'unité de surface et à l'unité de temps est exprimée par

$$\frac{E\lambda\mu}{RT}\,\frac{c(\mu-\mu')}{\sqrt{6\pi}\,V}\,e^{-\frac{E\lambda\mu}{RT}}=\frac{dm}{dt}\,,$$

c étant la racine carrée du carré moyen des vitesses des molécules du gaz, V le volume moléculaire, μ le poids moléculaire du mercure, μ' celui du gaz, E l'équivalent mécanique de la chaleur, λ la chaleur latente de vaporisation du mercure, R la constante universelle des gaz parfaits, T la température absolue.

Cette formule conduit à un bon accord numérique, puisqu'elle fournit le résultat :

$$\frac{dm}{dt}=8.10^{-8}\frac{\text{gr.}}{\text{cm}_2\ \text{sec.}}\,, \qquad \text{(calculé)}$$

tandis que les observations de M. Targonski ont donné en (moyenne) :

$$\frac{dm}{dt}=4{,}1.10^{-8}\,\frac{\text{gr.}}{\text{cm}^2\ \text{sec.}}\,. \qquad \text{(observé)}$$

Il ne faut pas attribuer une très grande valeur à cette concordance des chiffres qui peut être fortuite, car une des données numériques qui intervient dans le calcul (la chaleur latente de vaporisation du mercure λ à la température absolue T) n'est pas connue avec une précision suffisante.

L'hypothèse du bombardement moléculaire n'explique naturellement pas pourquoi les petites gouttes de mercure ne sont pas en équilibre thermodynamique avec les vapeurs saturantes du milieu ambiant, comme ce serait le cas pour une grande masse de mercure contenue dans un récipient fermé.

[1] *C. R. de la Société Suisse de Phys.*, 14 septembre 1915. *Arch.*, t. XL. p. 340.

Il semble que le bombardement moléculaire doit produire à la surface du mercure une couche de gaz condensé qui, une fois formée, empêche la continuation de l'effet, parceque les molécules du gaz qui heurtent la surface expulsent, à l'état d'équilibre, des molécules identiques à la place du mercure. Cette « couche de protection », qui tend à se former, est constamment détruite par l'effet du mouvement (mouvement d'ascension et de chute ou mouvement brownien) dans le cas des petites gouttes ([1]).

La destruction de la couche de protection n'est probablement pas complète. Pour de petites gouttes l'importance relative de cette couche comparée à la masse de la goutte, semble s'accroître lentement avec le temps. On peut interpréter ainsi la diminution progressive de la densité moyenne des particules observée dans les expériences de longue durée.

La formule théorique, déduite de l'hypothèse du bombardement moléculaire, peut être soumise au contrôle expérimental qui sera entrepris en temps utile. On ne peut cependant pas s'attendre à obtenir une vérification quantitative exacte, parce que dans l'état actuel de la théorie on n'a pas pu tenir compte du rôle de la couche de protection qui cependant pourrait modifier sensiblement les résultats.

J. Briquet — *Les nervures incomplètes des lobes de la corolle dans le genre Adenostyles.*

On sait, depuis R. Brown ([2]), que la corolle des Composées est caractérisée par la présence, dans le tube, de nervures commissurales correspondant aux sinus séparateurs des lobes. Au sinus, chaque nervure se bifurque et les branches pénètrent dans les lobes. A l'intérieur de ceux-ci, les branches provenant de deux nervures commissurales voisines se rejoignent à des hauteurs variables, suivant le bord du lobe ou séparées de ce dernier par un champ marginal. Cependant, Cassini ([3]) et R. Brown ([4]) avaient déjà signalé chez les Composées l'existence de nervures médianes aboutissant au sommet des lobes. Cassini les appelait des « nervures surnuméraires » ou « fausses nervures », parce que, dit-il, « elles sont très peu constantes, toujours plus faibles que les vraies

[1]) C. A. Schidlof et A. Karpowicz, *Arch.*, février 1916, t. XLI.

[2]) R. Brown, General remarks, geographical and systematical, on the botany of Terra Australis (Flinders, Voyage to Terra Australis. 1814, p. 558).

[3]) Cassini, Opuscules phytologiques, 1826, t. I, p. 157.

[4]) R. Brown, Observations on the natural family of plants called Compositae (*Trans. Linn. Soc*, 1817, t. XII, p. 79).

nervures, et rarement elles s'étendent d'un bout à l'autre de la corolle ». Malheureusement, cet auteur n'est entré dans aucun détail sur la composition de ces « fausses nervures » incomplètes et a, en particulier, négligé de dire dans quelle partie (proximale ou distale) de la corolle elles s'éteignent. Depuis Cassini, divers auteurs ont successivement signalé une série de cas dans lesquels la nervure médiane correspondant aux lobes corollins était développée, sans cependant distinguer toujours nettement entre des nervures à faisceau libéro-ligneux et des canaux sécréteurs. O. Hoffmann ([1]) a résumé l'état de la question en disant que les nervures médianes vraies, renferment un faisceau libéro-ligneux, ne se trouvent çà et là que dans les corolles zygomorphes. Le seul cas connu de cet auteur, où la corolle actinomorphe possède deux lobes pourvus d'un faisceau médian, est réalisé dans le *Perytile Parryi* A. Gr. Tous les autres exemples signalés relèvent de confusions entre faisceaux libéro-ligneux et canaux sécréteurs (provenant d'observations faites avec une technique insuffisante).

Jusqu'à quel point O. Hoffmann a-t-il raison ? Seule une revision critique de tous les cas signalés permettrait de le dire, et cette revision est encore à faire ; c'est là une des innombrables questions non résolues qui encombrent l'histoire naturelle des Composées. En attendant, nous pouvons signaler un cas nouveau de présence de véritables nervures médianes dans la corolle actinomorphe d'un genre de Composées, le genre *Adenostyles*, avec cette particularité que *la nervure se raccorde au sommet avec l'arcade libéro-ligneuse du lobe, tandis qu'elle s'éteint dans le tube, dont elle n'atteint jamais la base* ([2]).

Prenons comme exemple l'*Adenostyles Alliariæ* (Lam.) Kern. (*A. albida* Cass.). La corolle est différenciée à la partie inférieure en un tube étroitement cylindrique, haut d'environ 2-2,5 mm., terminé par le plan d'insertion des filets staminaux. A ce tube succède une gorge graduellement et faiblement évasée, haute d'environ 3-3,5 mm., laquelle porte 4 lobes ogivaux, hauts de 1-2-1,8 mm. larges à la base d'environ 0,8 mm. Les lobes sont situés sur les diagonales du diagramme floral ; les deux antérieurs sont généralement un peu connés ensemble à la base. Plus rarement, on constate la présence de 5 lobes, dont l'impaire est antérieur. Les corolles pentamères se trouvent pêle-mêle avec les tétra-

[1] Hoffmann in Engler et Prantl, Die natürlichen Pflanzenfamilien, IV. Abt., 1889, V, p. 103.

[2] Aucun de nos prédécesseurs ne s'est aperçu de la présence de ces nervures. L'organisation florale des *Adenostyles* a été d'ailleurs fort mal étudiée, à ce point que Reichenbach f. (Icones floræ germanicæ et helveticæ, t. XVI, p. 1, 1854), donne la corolle comme pentamère et O. Hoffmann (*op. cit.*, p. 140) comme tétramère, sans restriction !

mères dans la même calathide. Les lobes sont tapissés, sur leur face interne, de cellules épidermiques allongées selon l'axe du lobe, à parois radiales ondulées, au moins dans les champs extra-neuraux. Dans les bandes neurales, les éléments sont plus étroits et à paroi non ondulées. A mesure que l'on se rapproche de la région apicale du lobe, les éléments épidermiques se bombent de plus en plus et, au sommet, ils finissent par faire saillie sous la forme de papilles coniques inclinées en avant. Les nervures commissurales se bifurquent au-dessous du fond des sinus et les branches divergentes laissent entre elles et le bord du lobe un champ marginal étroit pour se rejoindre sous le sommet. Dans deux ou trois des lobes, il existe une nervure médiane partant du sommet de l'arcade des nervures marginales: Cette nervure médiane descend en s'affaiblissant et s'éteint dans la gorge de la corolle à une profondeur variable. Dans aucun cas les nervures médianes n'atteignent la partie cylindrique profonde du tube. La nervure elle-même se compose, outre la parenchyme fasciculaire microcytique, d'au moins 1-2 trachées spiralées, 1-2 tubes criblés, avec un canal sécréteur phléotermique adossé très grêle. Dans les lobes dépourvus de nervure médiane ainsi caractérisée, on peut souvent, mais pas toujours, reconnaître un cordon de prosenchyme médian (procambial) et un canal sécréteur de très petites dimensions.

Les lobes corollins des *Adenostyles* varient de dimensions et de forme suivant les espèces, mais presque toutes répondent d'une façon générale à la description précédente (*A. pyrenaica* Lange, *A. australis* Nym., *A. orientalis* Boiss.), avec cette particularité que le canal sécréteur peut être volumineux et couvrir presque entièrement le faisceau libéro-ligneux (*A. pontica* K. Koch, *A. Kerneri* Simonk., *A. corsica* Briq., *A. macrocephala* Hut. Port. et Rigo). Dans les *A. tomentosa* (Vill.) Schinz et Thell. et *A. crassifolia* Kern., le faisceau est réduit à un cordon prosenchymateux et un canal grêle dans 1 ou 2 lobes et manque dans les autres. Enfin, dans l'*A. glabra* DC. (*A. alpina* Bl. et Fingh.), il est le plus souvent impossible de reconnaître aucune trace de la nervure lobaire médiane.

Si l'on poursuit le développement de la corolle, on constate que les faisceaux médians commencent à se différencier au sein du mésophylle des lobes déjà avant l'allongement du tube et à peu près en même temps que les nervures marginales. Mais, tandis que les nervures commissurales participent au travail de différenciation et d'allongement du tube, au cours de la croissance intercalaire de ce dernier, les nervures médianes ne tardent pas à y rester étrangères, de sorte qu'elles se terminent, pour ainsi dire, en cul-de-sac à leur extrémité inférieure. Il en résulte que les nervures médianes ne peuvent jouer un rôle utile pour le transport des élé-

ments nutritifs que pendant les premières phases du développement de la fleur, et encore ce rôle est-il bien restreint.

Les nervures médianes incomplètes des lobes corollins chez les *Adenostyles* sont donc un exemple d'organes rudimentaires, à caractère ancestral, qui évoquent la parenté des Composées avec les familles voisines de Gamopétales à ovaire infère, en particulier les Campanulacées. Çà et là ces nervures médianes ont pu prendre un « regain » de persistance ou de développement dans des fleurs zygomorphes, là où une complication morphologique rend leur présence utile, tandis qu'ailleurs elles ont disparu entièrement ou ont été ravalées au rang d'organes incomplets à valeur plutôt représentative.

Ajoutons, en terminant, que dans les cas où les canaux sécréteurs très développés couvrent les faisceaux, on ne peut déceler ces derniers par simple transparence, et qu'il faut recourir à des coupes transversales. Il est donc fort possible que dans plusieurs des cas interprétés par O. Hoffmann comme pseudo-nervures (canaux sécréteurs), il y ait malgré tout un faisceau libéro-ligneux dissimulé à la face interne du canal sécréteur.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

W. Voigt — Uber sekundäre Wirkungen bei piezoelektrischen Vorgängen, ins besondere im Falle der Drillung und Biegung eines Kreiszylinders, Extrait des *Annalen der Physik*, (4), 48, 1915.

Les phénomènes piezo-électriques très simples en théorie, sont en réalité très compliqués ; il se produit, en effet, des phénomènes secondaires qui agissent plus ou moins sur les phénomènes principaux, et il est très difficile de dire dans quelle mesure se fait cette action. L'auteur montre dans ce travail que le problème piézo-électrique peut être complètement et très facilement résolu dans le cas de la flexion et de la torsion d'un cylindre circulaire. Les résultats trouvés permettent de se rendre compte clairement de l'influence des phénomènes secondaires. Dans ce cas particulier, on peut dire que ceux-ci sont tout à fait négligeables.

W. Voigt et M. V. Freedericksz. — Theoretisches und Experimentelles zu der piezo-elektrischen Erregung eines Kreiszylinders durch Drillung und Biegung. Extrait des *Annalen der Physik* (4), 48, 1915.

Les auteurs commencent par développer la théorie piézo-électrique d'un cylindre circulaire en cristal du groupe énantiomorphe du système trigonal (Quartz), lorsqu'on le soumet à une torsion, dans les trois cas principaux où l'axe du cylindre coïncide soit avec l'axe cristallographique principal, soit avec l'un des axes

secondaires, soit avec une direction perpendiculaire aux deux premières.

Cette théorie soumise ensuite au contrôle de l'expérience, se trouve bien vérifiée dans les deux derniers cas ci-dessus, qui seuls donnent un phénomène électrique.

Ce travail comprend en outre la théorie piezoélectrique dans le cas de la flexion autour d'une direction transversale, dans les 3 cas ci-dessus. Seul le dernier cas est piézoélectrique, et l'expérience confirme bien la théorie.

Les auteurs donnent ensuite les lois de la déformation électrique dans les trois cas, lorsque le champ électrique est une fonction linéaire des coordonnées transverses. Dans le premier cas, il n'y a ni flexion, ni torsion, dans le second, seulement torsion, dans le troisième, flexion et torsion. La torsion, dans le second cas, est vérifiée par l'expérience ; elle est très faible.

CHIMIE

F. Kehrmann. — Sur la stéréochimie des quinone-oximes (*Ber. d. D. chem. Ges.*, t. 48 (1915) p. 2021-2035 ; Université de Genève).

L'auteur avait entrepris avec Mussmann, il y a 26 ans, des recherches sur les quinone-oximes, il les a poursuivies à Genève en 1902 et publie aujourd'hui les résultats qu'il avait obtenus avec la collaboration de Mussmann et Facchinetti concernant les *monoximes des halogeno-3-toluquinones* et avec Silva et Keleti la *dioxime de la chloro-4-toluquinone* ainsi que les *monoximes des dichloro-4-6 et 3-6-toluquinones.* — Dans la première partie il décrit les oximes de la chloro-3-toluquinone et de la bromo-3-toluquinone qui existent (dér. acétylés) sous deux formes stéréo-isomères et il constate que dans ces composés, selon la règle qu'il a établie, il ne peut pas entrer un second groupe oximique. Dans la seconde partie il est question de la chloro-4-toluquinone, qui elle fournit une dioxime et des dérivés dichlorés en 4-6 et en 3-6 de la toluquinone, susceptibles de fournir seulement des monoximes.

Paul DEMONT. — DE L'INFLUENCE DE LA CHIMIE DES MATIÈRES COLORANTES SUR LES RÉCENTES DÉCOUVERTES EN CHIMIE MÉDICALE (*Société fribourgeoise des Sciences naturelles,* séance du 27 janvier 1916).

Tel est le titre d'une conférence faite le 27 janvier 1916, à la Société fribourgeoise des Sciences naturelles. On y trouve un aperçu intéressant de la genèse des nouveaux remèdes auxquels le nom d'Ehrlich restera associé.

L'auteur s'est efforcé de mettre en relief les relations qui existent entre la chimie des matières colorantes et celle des médicaments; quoiqu'il ne s'agisse pas de recherches originales, nous croyons devoir cependant signaler ce travail qui sera lu avec intérêt par les personnes désireuses de se tenir au courant des investigations actuelles de la chimie médicale.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE MARS 1916

Le 1, pluie à 7 h. 30 du matin; vent fort de 10 h. du matin à 6 h. du soir.
2, gelée blanche le matin; pluie et neige de 8 h. 40 à 9 h. 20 du soir; vent fort depuis 8 h. du soir.
3, pluie et neige de 8 h. à 11 h. du matin, de 6 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
4, pluie et neige de 7 h. à 9 h. 20 du matin, de 5 h. 30 à 10 h. du soir et dans la nuit.
5, pluie de 7 h. à 10 h. du matin; violente bise de 1 h. à 10 h. du soir.
6, neige de 7 h. 05 du matin à 10 h. du soir et dans la nuit (hauteur 3 cm.).
8, neige dans la nuit (hauteur 5 cm.).
9, neige de 7 h. à 11 h. du matin (hauteur 1 cm.).
10, pluie et neige de 5 h. à 9 h. du soir; neige dans la nuit (hauteur 7 cm.).
11, faible pluie le matin et l'après-midi.
12, brouillard enveloppant jusqu'à 11 h. du matin; pluie dans la nuit.
13, petite pluie dans la soirée.
14, brouillard enveloppant jusqu'à 9 h. du matin; pluie à 4 h. du soir et dans la nuit; halo lunaire de 8 h. à 9 h. 30 du soir.
19, rosée le matin.
20, pluie de 3 h. à 8 h. du soir.
21, brouillard jusqu'à 8 h. du matin; pluie dans la nuit.
22, pluie de 8 h. à 11 h. du matin, de 2 h à 4 h. 15 et de 9 h. 20 à 10 h. du soir.
23, pluie de 3 h. 50 à 5 h., de 8 h. à 10 h. du soir et dans la nuit; nouvelle neige sur les montagnes environnantes.
24, pluie de 8 h. à 10 h. du matin, de 5 h. à 7 h. du soir et dans la nuit; vent fort de 3 h. à 7 h. du soir; nouvelle neige sur les montagnes environnantes.
25, pluie de 7 h. à 9 h. 20 et de 11 h. à 5 h. 30 du soir.
26, vent fort dans la nuit.
27, vent fort de 7 h. du matin à 7 h. du soir.
28, pluie et vent fort de 2 h. 15 à 6 h. 20 du soir.
29, forte bise dès 9 h. du soir.
30, violente bise de 2 h. à 10 h. du soir.
31, forte bise de 9 h. du matin à 7 h. du soir.

Hauteur totale de la neige : 16 cm. tombés en 4 jours.

La neige n'a pas persisté un jour entier sur le sol.

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	Vent 1 h.	Vent 9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	12.0	12.3	12.9	12.28	−13.55	11.9	13.2	SSW. 1	SSW. 2	SE. 1	SSW. 1	7.5	9	9	0	6	1.9	0.2	....
2	10.7	9.0	6.9	9.40	−16.36	6.5	12.6	SSE. 1	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 1	7.9	1	9	10	6	4.1	0.5	1
3	5.0	5.8	6.3	**5.77**	**−19.93**	**4.7**	6.8	SW. 1	SSW. 1	NE. 1	SW. 1	7.3	9	9	10	9	0.2	4.0	9
4	8.7	10.3	13.7	10.18	−15.46	6.8	14.1	SSW. 1	NNE. 1	SE. 1	calme	1.0	10	9	10	10	0.5	4.0	10
5	14.4	14.3	16.0	14.72	−10.86	14.0	16.1	SW. 0	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 2	19.3	10	9	10	9	1.7	1.4	4
6	15.9	16.3	17.3	16.49	− 9.04	15.7	17.6	E. 1	W. 1	SSW. 1	SSW. 1	8.8	10	10	10	10	0.0	5.4	**18**
7	17.1	16.9	18.8	17.49	− 7.98	16.8	19.2	SSW. 1	SSW. 1	SSE. 1	SSW. 1	7.3	1	1	0	1	**10.0**	....	....
8	18.8	16.7	16.1	17.46	− 7.95	15.5	19.5	SE. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	7.2	9	9	10	10	1.4	4.8	8
9	17.2	18.6	20.1	18.24	− 7.12	15.9	20.7	SE. 1	SSW. 1	SSE. 1	SSW. 1	5.2	10	10	10	9	0.0	0.9	4
10	18.9	16.7	14.7	17.22	− 8.08	12.9	20.0	SSW. 1	NNW. 1	SW. 1	SW. 1	3.1	5	9	10	9	1.0	**12.2**	10
11	11.7	10.1	10.7	11.11	−11.14	8.8	13.0	E. 0	SW. 1	SW. 0	calme	1.7	10	10	16	10	0.0	3.8	7
12	12.0	11.8	12.2	11.77	−13.43	11.0	12.7	SSW. 1	SE. 1	SSW. 1	calme	1.1	10	10	9	10	0.3	4.0	6
13	13.9	15.3	19.3	15.50	− 9.65	12.7	20.2	SSW. 1	SW. 1	N. 1	var.	1.8	10	9	10	9	1.1	1.2	3
14	21.7	21.6	20.7	21.14	− 3.96	20.2	22.3	W. 0	NE. 1	NE. 1	calme	1.2	10	9	9	9	0.6	0.8	2
15	20.8	19.2	19.2	19.76	− 5.29	18.3	20.9	SE 1	NNE. 1	NW. 1	NNE. 1	3.8	3	2	2	3	7.2	....	....
16	18.8	18.6	21.6	19.44	− 5.57	18.5	22.1	SW. 0	SSW. 1	SSE. 1	SSW. 1	2.5	10	10	10	9	0.0	....	....
17	24.4	25.0	26.7	24.83	− 0.13	22.1	27.2	SW. 1	SSW. 1	NE. 1	NNE. 1	3.0	9	2	0	3	5.8	....	....
18	27.8	26.8	26.2	26.92	+ 2.00	25.8	28.1	SSW. 0	NNE. 1	SW. 1	SW. 1	3.6	9	7	9	7	7.6	....	....
19	25.4	24.2	22.6	24.34	− 0.54	22.3	26.3	SW. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	2.0	9	8	9	8	4.1	....	....
20	20.1	19.7	18.4	19.97	− 4.87	17.1	22.3	SSW. 1	NE. 1	SSW. 1	SSW. 1	3.1	9	9	8	9	0.4	4.3	5
21	14.5	13.0	14.3	14.21	−10.60	12.4	17.1	NNE. 1	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	6.3	10	9	5	8	1.3	4.2	5
22	15.8	15.7	16.4	15.87	− 8.90	14.9	16.9	N. 1	SSW. 1	W. 1	SSW. 1	6.0	9	8	2	9	2.0	7.0	6
23	14.9	13.9	15.2	14.82	− 9.92	13.6	16.6	SSW. 1	SW. 1	NNW. 1	SW. 1	5.2	1	9	10	7	3.0	4.8	6
24	14.4	13.5	17.8	15.20	− 9.51	13.2	19.5	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 2	14.0	9	9	10	9	1.5	8.3	10
25	21.7	23.4	23.4	22.17	− 2.51	19.5	23.5	SSW. 1	NNE. 1	SE. 1	var.	4.6	10	10	10	10	0.0	3.3	8
26	23.1	22.7	23.3	22.94	− 1.71	22.1	23.6	SSE. 1	W. 2	W. 1	SW. 1	8.6	8	2	0	5	7.8	....	....
27	23.8	22.7	19.8	22.19	− 2.44	19.1	24.0	SSW. 2	SSW. 2	SSW. 1	SSW. 2	17.2	9	5	0	6	5.7	....	....
28	15.7	14.8	21.1	17.70	− 6.90	14.7	21.7	SSW. 1	SSW. 2	NW. 1	SSW. 1	9.6	9	9	10	9	0.0	10.0	4
29	22.9	24.1	26.7	23.93	− 0.65	21.6	28.0	NE. 1	NNE. 2	NE. 2	NE. 1	7.5	2	9	10	7	3.9	....	....
30	30.6	32.3	34.1	31.55	+ 6.99	28.0	34.5	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 2	**22.3**	9	9	2	7	0.8	....	....
31	34.8	33.9	32.8	**33.98**	**+ 9.43**	32.4	**35.2**	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	NNE. 2	16.8	8	8	10	9	3.4	....	....
Mois	18.33	18.04	18.89	18.34	− 6.69							6.98	8.0	8.0	7.3	7.9	77.3	85.1	126

GENÈVE — MARS 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 1.3	+ 6.0	+ 2.1	+ 4.55	+ 1.57	+ 1.4	+ 7.1	80	58	73	68	−11	49	88	5.4	0.0	1220
2	− 0.1	5.1	2.9	3.33	+ 0.21	− 1.0	8.3	90	58	95	71	− 8	42	96	5.4	− 0.1	1190
3	+ 2.9	5.1	2.9	3.65	+ 0.45	+ 1.6	6.5	63	62	91	73	− 5	57	95	5.0	− 0.5	1185
4	0.9	5.0	2.0	2.19	− 0.83	0.2	6.2	96	66	93	88	+10	63	98	5.0	− 0.5	1145
5	0.7	5.0	+ 3.2	2.80	− 0.63	+ 0.1	5.3	96	63	71	82	+ 4	60	97	—	—	1115
6	+ 2.0	1.0	− 1.7	+ 1.01	− 2.51	− 1.8	2.8	80	87	96	84	+ 6	62	97	5.0	− 0.6	1090
7	− 2.2	3.0	− 1.6	− 0.29	− 3.95	− 2.8	3.7	84	51	92	79	+ 2	46	97	5.6	− 0.1	1095
8	− 4.6	0.7	+ 1.3	− **1.10**	− **4.88**	− **6.2**	2.3	92	88	85	87	+10	66	95	5.7	0.0	1065
9	− 0.6	2.5	1.3	+ 0.89	− 3.01	− 1.2	3.2	98	73	85	86	+ 9	68	98	5.7	− 0.1	1035
10	− 2.7	2.8	1.0	0.60	− 3.42	− 3.5	3.9	94	63	96	82	+ 5	54	98	5.7	− 0.1	1015
11	+ 0.6	2.0	1.9	1.45	− 2.69	− 0.2	2.8	96	94	98	**95**	+**19**	92	98	5.7	− 0.2	985
12	0.3	3.6	3.6	2.16	− 1.80	− 0.8	5.2	98	95	90	91	+18	79	100	—	—	955
13	3.9	8.1	6.0	5.19	+ 1.11	+ 2.2	10.8	97	86	95	92	+16	82	98	5.9	− 0.1	975
14	3.8	9.7	6.8	6.84	+ 2.33	3.9	11.5	99	74	84	86	+10	66	100	6.3	+ 0.3	920
15	5.4	11.1	7.8	7.84	+ 3.21	5.0	12.8	94	59	78	77	+ 2	55	95	6.4	+ 0.3	915
16	5.9	12.0	9.3	8.71	+ 3.99	5.2	12.8	88	62	71	72	− 3	55	90	6.5	+ 0.3	895
17	6.6	15.6	6.8	9.31	+ **4.13**	5.3	**16.2**	85	42	88	70	− 5	38	88	6.5	+ 0.3	905
18	3.0	10.8	8.0	7.02	+ 2.02	1.5	11.3	90	64	78	77	+ 2	62	90	6.7	+ 0.4	885
19	3.8	11.8	8.5	8.22	+ 3.09	3.0	12.8	91	46	76	70	− 4	41	92	—	—	865
20	6.0	13.0	8.2	8.70	+ 3.14	5.1	14.0	87	59	90	77	+ 3	56	94	7.5	+ 1.1	895
21	6.2	12.2	7.8	8.86	+ 3.18	5.5	13.1	97	63	90	83	+ 9	61	98	7.5	+ 1.0	880
22	6.8	12.4	6.8	7.87	+ 2.36	5.6	13.0	84	61	83	81	+ 7	54	97	7.8	+ 1.3	875
23	6.6	12.3	6.5	8.05	+ 2.41	5.4	13.8	76	41	97	74	0	38	98	7.7	+ 1.1	875
24	9.2	11.7	6.4	8.80	+ 3.03	4.8	12.7	61	58	85	74	+ 1	56	98	7.8	+ 1.1	900
25	4.4	4.2	2.8	1.21	− 1.69	2.5	6.0	83	87	90	87	+14	80	94	6.7	0.0	940
26	2.9	10.3	6.0	6.39	+ 0.36	2.0	11.7	93	35	56	62	−11	**25**	95	—	—	925
27	8.0	12.8	9.5	**9.86**	+ 3.69	6.4	13.6	50	40	50	**44**	−**29**	35	60	7.0	+ 0.1	885
28	8.6	12.1	3.1	6.54	+ 0.34	2.5	12.8	41	40	90	66	− 7	38	93	6.5	− 0.5	875
29	3.4	7.2	4.0	5.45	− 0.98	2.8	9.0	83	69	77	69	− 3	44	87	7.0	0.0	900
30	2.4	5.5	4.0	3.88	− 2.68	1.6	5.8	75	54	67	67	− 5	50	81	6.5	− 0.6	895
31	+ 2.0	+ 1.9	+ 5.7	+ 4.08	− 2.62	+ 1.5	+ 6.8	80	70	73	73	+ 1	64	84	6.2	− 1.0	915
Mois	+ 3.23	+ 7.77	+ 4.63	+ 5.10	+ 0.50	+ 1.82	+ 9.00	85	64	83	77	+ 2			6.32	+ 0.20	974

MOYENNES DE GENÈVE — MARS 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	14.02	13.85	13.87	13.99	13.69	13.52	14.23	14.23	13.93
2e »	19.49	19.37	19.65	20.00	19.24	18.85	19.35	19.86	19.48
3e »	21.11	20.85	21.13	21.43	20.89	20.98	21.77	22.42	21.32
Mois	18.30	18.12	18.33	18.57	18.04	17.89	18.56	18.95	18.34

Température.

	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 0.78	+ 0.31	+ 0.03	+ 2.22	+ 3.65	+ 4.05	+ 2.10	+ 1.22	+ 1.80
2e »	4.68	3.83	3.93	7.01	9.83	9.33	7.93	6.32	6.61
3e »	5.58	5.04	5.50	7.55	9.64	8.13	6.67	5.77	6.74
Mois	+ 3.74	+ 3.12	+ 3.23	+ 5.66	+ 7.77	+ 7.20	+ 5.60	+ 4.48	+ 5.10

Fraction de saturation en %.

1re décade	88	90	87	80	67	63	78	86	80
2e »	88	90	92	79	68	70	76	84	81
3e »	78	76	75	67	56	65	73	78	71
Mois	84	85	85	75	64	66	76	82	77

Dans ce mois l'air a été calme 48 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{67}{96} = 0.70$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

		mm
Pression atmosphérique	.....	18.42
Nébulosité	.....	7.8
Température	$\frac{7+1+9}{3}$	+ 5°.21
	$\frac{7+1+2\times 9}{4}$	+ 5°.07
Fraction de saturation	.....	77 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér.	(1836-1875).	25.03
Nébulosité	(1847-1875).	6.1
Hauteur de pluie	(1826-1875).	47.3
Nombre de jours de pluie.	(id.).	10
Température moyenne	(id.).	+ 4°.60
Fraction de saturat.	(1849-1875).	75 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBESY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	87.8	70.4	84.1	82.6	77.9	80.2	91.9

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	85.0	85.1	82.9	72.5	92.3	77.3

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE MARS 1916

Du 2 au 5, du 8 au 16, du 20 au 24, les 26, 28 et 29, neige.

Les 16, 21 et 28, brouillard toute la journée.

3, 5, 12, 15, 20, 23, 24, 29 et 30, brouillard une partie de la journée.

8, 12, 15, 16, 20, 24 et 28, vent très fort.

4, 5 et 9, très forte bise.

L'avalanche qui descend contre l'Hospitalet est descendue le 19 février pour la première fois depuis le 11 mars 1896.

A signaler aussi une avalanche qui, de la rive gauche de la Dranse, vint s'abattre en 1914, 1915 et 1916 sur la rive droite au contour de l'Hospitalet ; depuis au moins vingt ans, on ne l'avait pas signalée.

GRAND SAINT-BERNARD — MARS 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	49.7	49.9	49.5	49.7	− 10.0	49.2	50.8	SW. 0	SW. 0	SW. 1	calme	10	3	4	6	....	....
2	47.2	46.5	45.8	46.5	− 13.2	45.3	49.2	NE. 1	NE. 0	SW. 1	var.	10	3	10	8	3.0	8
3	44.2	44.3	44.9	**44.5**	− **15.2**	**44.1**	45.3	SW. 2	SW. 2	SW. 2	SW. 2	4	10	10	8	2.5	4
4	44.7	45.9	48.1	46.2	− 13.5	44.3	48.3	SW. 2	NE. 3	NE. 4	NE. 3	10	10	10	10	8.6	6
5	48.7	49.6	51.0	49.8	− 9.9	48.3	51.0	NE. 4	NE. 1	NE. 1	NE. 2	10	10	10	10	5.7	7
6	50.2	50.0	49.7	50.0	− 9.7	49.4	51.0	NE. 2	SW. 3	NE. 1	NE. 1	8	10	10	9	7.9	13
7	49.0	50.0	51.8	50.3	− 9.4	48.5	52.3	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	9	0	4	4	....	....
8	52.4	51.7	50.2	51.4	− 8.3	50.0	52.6	SW. 3	SW. 3	SW. 0	SW. 2	10	10	10	10	5.3	8
9	50.1	51.8	53.8	51.9	− 7.8	49.7	53.9	NE. 4	NE. 4	NE. 4	NE. 4	10	10	9	10	1.3	2
10	53.7	53.5	53.4	53.5	− 6.2	53.1	53.8	NE. 1	SW. 0	SW. 2	var.	4	10	10	8	7.8	11
11	51.7	50.8	51.8	51.4	− 8.3	50.3	53.1	SW. 3	SW. 4	SW. 4	SW. 4	10	10	10	10	10.8	15
12	51.8	51.5	53.0	52.1	− 7.6	51.3	53.0	SW. 2	SW. 3	SW. 1	SW. 2	10	9	10	10	**25.0**	**32**
13	52.4	54.2	57.7	54.8	− 4.9	52.2	58.3	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	10	10	0	7	8.5	....
14	59.5	60.3	60.3	60.0	+ 0.3	58.3	60.4	NE. 0	SW. 1	SW. 3	SW. 2	0	6	10	5	9.6	10
15	58.9	59.3	59.8	59.3	− 0.4	58.7	60.0	SW. 3	SW. 2	SW. 1	SW. 2	10	10	10	10	2.0	2
16	59.4	59.3	60.7	59.8	+ 0.1	59.1	60.9	SW. 3	SW. 3	SW. 2	SW. 3	10	10	10	10	4.1	4
17	61.2	62.7	64.5	62.8	+ 3.0	60.8	65.0	SW. 0	SW. 0	SW. 0	calme	8	10	1	6	....	....
18	65.1	65.4	65.4	65.3	+ 5.5	65.0	65.5	SW. 2	SW. 1	SW. 0	SW. 1	2	2	5	3	....	....
19	64.7	65.2	64.7	64.9	+ 5.1	64.6	65.3	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	7	6	10	8	....	....
20	61.7	60.6	58.5	60.3	+ 0.5	57.4	65.0	SW. 3	SW. 3	SW. 1	SW. 3	8	10	10	9	10.7	14
21	53.8	52.5	52.7	53.0	− 6.9	51.7	57.4	SW. 0	SW. 0	NE. 1	calme	10	10	10	10	6.7	7
22	53.2	54.2	54.3	53.9	− 6.0	52.9	54.4	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	6	7	0	4	1.0	4
23	53.2	52.3	53.9	53.1	− 6.8	52.1	54.1	NE. 1	SW. 1	NE. 2	NE. 1	8	10	10	9	6.7	11
24	55.0	54.6	54.3	54.6	− 5.4	53.8	55.1	SW. 4	SW. 4	SW. 1	SW. 3	10	10	10	10	18.5	25
25	57.0	57.4	58.6	57.7	− 2.3	55.2	58.7	SW. 2	SW. 1	NE. 1	SW. 1	6	8	4	6	....	....
26	57.9	58.0	59.2	58.4	− 1.6	57.8	59.4	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	4	2	0	2	1.5	2
27	59.5	59.7	59.5	59.6	− 0.4	59.2	59.7	NE. 1	NE. 1	SW. 1	NE. 1	10	0	5	5	0.1	....
28	56.4	56.3	56.6	56.4	− 3.6	56.1	58.8	SW. 5	SW. 5	SW. 4	SW. 5	10	10	10	10	15.8	16
29	57.4	58.6	59.6	58.5	− 1.5	56.8	60.1	SW. 1	SW. 0	NE. 3	var.	10	10	10	10	16.7	18
30	61.8	64.3	67.8	64.6	+ 4.6	60.1	68.4	NE. 2	NE. 1	SW. 1	NE. 1	10	10	0	7	....	....
31	68.6	69.2	69.6	**69.1**	+ **9.1**	68.4	**69.7**	NE. 1	NE. 0	SW. 0	calme	0	0	1	0	....	....
Mois	55.16	55.47	56.15	55.59	− 4.12							7.9	7.6	7.2	7.6	179.8	219

Jour du mois	Température							Fraction de saturation en %					
	7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 8.5	− 5.1	− 8.9	− 7.5	+ 0.7	− 10.3	− 3.3	95	97	96	96	93	98
2	− 11.0	− 6.7	− 11.5	− 9.7	− 1.5	− 11.8	− 5.8	95	95	90	93	84	96
3	− 13.3	− 10.7	− 11.6	− 11.9	− 3.8	− 13.7	− 10.5	86	90	92	89	80	94
4	− 12.5	− 8.7	− 11.2	− 10.8	− 2.7	− 13.1	− 8.5	92	94	94	93	90	94
5	− 11.6	− 7.2	− 10.9	− 9.9	− 1.9	− 12.2	− 7.0	94	94	93	94	91	96
6	− 11.0	− 9.3	− 13.7	− 11.3	− 3.4	− 14.6	− 9.1	91	91	91	91	90	93
7	− 15.9	− 11.6	− 14.4	− **14.0**	− **6.2**	− **16.5**	− 10.5	90	89	76	85	72	91
8	− 15.0	− 11.8	− 11.2	− 12.7	− 4.9	− 15.8	− 11.1	87	90	90	89	71	92
9	− 13.7	− 9.9	− 12.3	− 12.0	− 4.3	− 14.1	− 9.1	90	90	91	90	88	92
10	− 13.6	− 3.6	− 9.6	− 8.9	− 1.3	− 14.3	− 3.4	47	32	94	**58**	**25**	96
11	− 8.9	− 8.0	− 8.2	− 8.4	− 0.8	− 9.4	− 7.8	95	95	95	95	95	96
12	− 6.7	− 4.6	− 4.8	− 5.4	+ 2.1	− 7.8	− 4.2	95	95	96	95	95	97
13	− 4.8	− 1.2	− 7.2	− 4.4	+ 3.0	− 7.6	− 0.6	96	98	90	95	86	98
14	− 8.2	− 5.5	− 5.6	− 6.4	+ 0.9	− 9.1	− 5.2	90	90	95	92	88	96
15	− 5.1	− 4.0	− 5.0	− 4.7	+ 2.5	− 5.8	− 3.4	96	98	96	97	96	98
16	− 5.8	− 4.8	− 5.6	− 5.4	+ 1.7	− 6.3	− 4.4	96	96	96	96	96	98
17	− 5.5	− 1.7	− 4.9	− 4.0	+ 3.0	− 6.1	− 1.4	96	92	97	95	84	98
18	− 5.7	− 4.2	− 5.0	− 5.0	+ 2.0	− 6.8	− 4.0	68	76	87	77	66	95
19	− 3.2	+ 2.2	− 2.7	− **1.2**	+ **5.7**	− 4.3	+ **2.5**	62	55	80	66	51	82
20	− 3.7	− 3.2	− 4.1	− 3.8	+ 3.0	− 5.5	− 2.7	84	78	97	86	74	98
21	− 4.8	− 0.6	− 4.7	− 3.4	+ 3.3	− 5.1	+ 0.2	97	82	98	92	72	98
22	− 6.9	− 1.2	− 6.2	− 4.8	+ 1.8	− 7.4	+ 0.8	96	77	92	88	52	98
23	− 6.8	− 4.8	− 5.9	− 5.8	+ 0.7	− 8.1	− 4.5	76	67	96	80	63	97
24	− 6.2	− 5.2	− 5.2	− 5.5	+ 0.9	− 6.8	− 5.0	89	95	96	93	74	96
25	− 8.6	− 4.0	− 7.2	− 6.6	− 0.3	− 9.0	− 3.6	94	78	57	80	62	95
26	− 8.6	− 6.3	− 9.2	− 8.0	− 1.8	− 10.0	− 3.4	65	67	50	61	31	82
27	− 7.0	− 4.5	− 6.2	− 5.9	+ 0.1	− 9.2	− 3.4	83	72	91	82	48	98
28	− 7.4	− 5.7	− 5.3	− 6.1	− 0.2	− 8.0	− 5.1	98	98	98	**98**	96	**99**
29	− 6.7	− 3.2	− 9.2	− 6.4	− 0.6	− 9.6	− 2.0	98	95	91	95	90	98
30	− 9.6	− 5.5	− 6.6	− 7.2	− 1.5	− 10.1	− 5.2	91	86	88	88	82	92
31	− 5.7	− 0.6	− 1.7	− 2.7	+ 2.9	− 6.5	− 0.2	87	74	85	82	57	91
Mois	− 8.15	− 5.20	− 7.62	− 7.09	+ 0.23	− 9.51	− 4.55	88	85	90	88		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — MARS 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500mm +				**Fraction de saturation en %**			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	48.99	49.32	49.82	49.38	87	86	91	88
2e »	58.64	58.93	59.64	59.07	88	87	93	89
3e »	57.62	57.92	58.74	58.59	89	81	87	86
Mois	55.16	55.47	56.15	55.59	88	85	90	88

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 12.61	— 8.46	— 11.53	— 10.87	— 11.03
2e »	— 5.76	— 3.50	— 5.34	— 4.87	— 4.99
3e »	— 7.12	— 3.78	— 6.13	— 5.68	— 5.79
Mois	— 8.45	— 5.20	— 7.62	— 7.09	— 7.22

Dans ce mois l'air a été calme 194 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{49}{106} = 0.46$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	48.7	79.8	110.9	179.8
Neige en centimètres.. .	3	22	116	219

LA QUESTION DES SOUS-ÉLECTRONS

ET LE

MOUVEMENT BROWNIEN DANS LES GAZ

PAR

A. TARGONSKI

(Suite [1])

---

§ 11. *Les répartitions des vitesses des particules (théoriques et observées).* — M. Fletcher ([2]) a déduit de la théorie du mouvement brownien une formule dont on peut tirer le nombre probable de chutes dont les durées sont comprises entre deux limites données. Désignons par M le nombre total d'observations, par v_m et t_m la vitesse et la durée de la chute (ou d'ascension) moyennes, par t les durées de chute (ou d'ascension) observées. On a pour le nombre probable m des durées de chute dont les valeurs sont comprises entre les limites t' et t'', l'expression :

$$m = \frac{M}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2a^2}} \cdot \frac{v_m}{2} \int_{t''}^{t'} (t_m t^{-\frac{3}{2}} + t^{-\frac{1}{2}}) e^{\frac{-v_m^2 (t_m - t)^2}{t} \cdot \frac{1}{2a^2}} dt \qquad (16)$$

qui peut être ramenée à la forme :

$$m = \frac{M}{\sqrt{\pi}} \int_{s_1}^{s_2} e^{-s^2} ds$$

[1]) Voir *Archives*, t. XLI, p. 181 et 269.
[2]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

au moyen de la substitution :

$$s = \frac{v_m(t_m - t)}{\sqrt{t}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2u^2}}.$$

Avec l'aide d'une table des valeurs de l'intégrale $y = \int e^{-x^2}\, dx$, on calcule facilement m pour chaque intervalle. M. Fletcher et M. Konstantinowsky ont comparé les nombres m observés avec les nombres calculés, et sont arrivés à la conclusion que les observations concordent très bien avec la théorie. Toutefois, en examinant attentivement leurs données, on arrive à la conclusion qu'il existe un écart petit, mais constant, entre la théorie et les observations : *le nombre observé des plus grands écarts est plus grand qu'on ne pourrait l'attendre.*

Prenons un exemple (N° 103, particule produite dans l'arc). La durée de chute moyenne est égale à $t_1 = 36{,}41''$, la plus courte $t_1 = 33{,}8''$, la plus longue $t_1 = 38{,}4''$. On a pour le nombre de chutes, dont les durées sont comprises entre 0″ et 35″ : *calculé* $m = 2{,}25$, *observé* $m = 4$; pour l'intervalle $t_1 = 35''$ à $t_1 = 37''$ on trouve : *calculé* $m = 29{,}80$, *observé* $m = 25$; enfin, pour l'intervalle de 37″ à ∞ on a : *calculé* $m = 10{,}50$, *observé* $m = 14$. On a donc pour les plus petits écarts (durées de chute rapprochées de la moyenne) un excès des m calculées 29.8 — 25,0 = 4,8, c'est-à-dire un excès des plus grands écarts observés. Le nombre total M d'observations étant 43, on trouve que l'excès des plus grands écarts est égal à : $\Delta m = + 11{,}2\ \%$ (le signe + correspond à un excès des plus grands écarts).

Table XX

H. FLETCHER [1]			H. FLETCHER		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
1	−1.5 ... +1.5	+ 5.4	6	−1.5 ... +1.5	+ 3.8
2	2.0 ... 5.0	+ 4.6	7	−1.0 ... +1.0	+ 2.4
3	−1.5 ... +1.5	+ 1.6	8	4.0 ... 10.0	− 3.4
4	−1.0 ... +1.0	+ 5.2	9	−2.0 ... +2.0	−11.2
5	−1.5 ... +1.5	− 0.6			

[1]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

Table XXI

H. FLETCHER [1]		
N°	Intervalle	Δm
2	18.0-22.0	+ 3.8
	17.0-20.0	
4	6.0- 8.0	+13.3
	12.0-16.0	
	3.0- 4.0	

Table XXIII

J. PERRIN [2]		
N°	Intervalle	Δm
1	10.2-17.0	+ 2.7
2	10.2-17.0	+ 1.0
3	$6^3/_4-\infty$	+ 1.6

Table XXII

D. KONSTANTINOWSKY [3]			D. KONSTANTINOWSKY		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
III	7.0- 9.0	+ 4.2	VIII	5.0- 6.5	− 1.2
	4.0- 5.5			5.0- 8.0	
IV	12 0-15.0	+ 3.2	XII	2.0- 4.0	+ 4.5
	4.4- 5.2			1.0- 2.0	
	6.5- 8.0		Hg I	4.0- 6.0	− 0.7
V[4]	9.5-11.0	+ 7.1		2.0- 3.0	
VII	3.3- 4.0	+ 4.2	Hg II	6.0-14.0	− 1.8
	2.2- 2.6			2.0- 4-0	
VI	3.0- 8.0	− 4.5			
	6.0-12.0				

Table XXIV

A. TARGONSKI			A. TARGONSKI		
N°	Intervalle	Δm	N°	Intervalle	Δm
23[5]	17.2-18.4	+ 1.4	103[2]	35.0-37.0	+11.2
98[6]	40.0-43.0	0.0	118[3]	43.0-48.0	− 0.6
99[7]	60.0-65.0	+13.3	124[3]	17.0-19.0	+15.9

[1]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **12**, p. 202.

[2]) J. Perrin, La théorie du rayonnement et les quanta, p. 133.

[3]) Les particules I et II ont été laissées de côté, le nombre d'observations étant insuffisant.

[4]) Il y a des erreurs d'impression dans les chiffres pour la particule N° V, que donne M. Konstantinowsky : la somme de tous les m calculée par lui est égale à : M = 131,4, tandis qu'en réalité on a : M = 128.

[5]) Particule « invariable ».

[6]) Particule produite dans l'arc.

[7]) Pression réduite.

Les répartitions des vitesses des particules de M. Konstantinowsky ont été calculées par nous (au moyen des u^2), tous les autres chiffres sont empruntés aux publications mêmes des auteurs. Les répartitions n'ont pas été calculées pour les particules de M. Ehrenhaft, la variabilité du trajet de ses particules rendant le calcul très compliqué.

On voit que les excès des plus grands écarts ne sont pas très élevés, mais toutefois le phénomène se retrouve pour 75 % du nombre total des particules examinées. On trouve de la sorte encore une cause d'augmentation des u^2, c'est-à-dire de la diminution des charges calculées d'après le mouvement brownien.

On peut alors faire deux suppositions : ou bien la loi de répartition de Maxwell ne s'applique aux gaz qu'avec certaines restrictions, ou bien les mobilités calculées ne coïncident pas avec les mobilités véritables. La première supposition paraît moins vraisemblable, la loi de Maxwell étant liée à la proportionnalité des écarts browniens aux racines carrées du temps, proportionnalité qui se vérifie très bien [1]. La seconde supposition peut être confirmée par un raisonnement très simple. La quantité u^2 entrant sous le signe de l'intégrale (16) chaque changement de u^2 doit influencer les nombres m ; en même temps, chaque changement de u^2 fait varier la valeur apparente de la charge. Il doit donc exister une relation entre les excès Δm et les écarts des charges de leur moyenne générale. Il suffit de comparer les données de la table XVII à celles de la table XXII pour se convaincre qu'en général aux plus grands écarts Δm correspondent les plus petites charges. On trouve ainsi une confirmation de ce qui a été dit dans le § précédent : les u^2 dépendent non seulement du mouvement brownien, mais aussi de certaines perturbations accidentelles qui augmentent la mobilité. Pour pouvoir appliquer la théorie du mouvement brownien aux déterminations de la charge élémentaire, il faudrait modifier les expériences d'une façon telle que l'influence des facteurs accidentels soit annulée, si toutefois c'est possible.

Les écarts browniens étant répartis selon la loi connue des

[1]) T. Svedberg, *l. c.*

erreurs fortuites. il est évident que les observations dont le nombre est nécessairement restreint, peuvent parfois conduire à des résultats faux. Il est donc nécessaire d'avoir un critérium quelconque pour juger les observations. M. Ehrenhaft procède de la façon suivante : il calcule les $\overline{\lambda^2}$ successivement pour 20, 30 ou 40 observations, etc. ; les observations sont acceptables si les chiffres consécutifs ne diffèrent pas beaucoup. Il est cependant facile de se convaincre que si, par hasard, quelques grands écarts se suivent à courte distance, le résultat peut être complètement faussé, de même si, par hasard, les grands écarts manquent pendant un certain temps, les chiffres consécutifs seront à peu près égaux quoique faux. Voici un exemple tiré des observations de M. Ehrenhaft (N° VIII). Si l'on désigne le nombre d'observations par l'index des $\overline{\lambda^2}$ on a :

$$\overline{\lambda^2_{15}} = 1{,}030\ ; \quad \overline{\lambda^2_{20}} = 1{,}013\ ; \quad \overline{\lambda^2_{25}} = 1{,}068\ ; \quad \overline{\lambda^2_{30}} = 1{,}386\ ;$$
$$\overline{\lambda^2_{35}} = 1{,}395\ ; \quad \overline{\lambda^2_{40}} = 1{,}929\ ; \quad \overline{\lambda^2_{45}} = 2{,}070\ ; \quad \overline{\lambda^2_{51}} = 2{,}130\ .$$

Dans cette série, M. Ehrenhaft a pu faire 51 observations et trouver $\overline{\lambda^2} = 2{,}130$; mais il s'était arrêté à la 25me observation, comme cela arrivait souvent avec d'autres particules, il aurait dû accepter la valeur $\overline{\lambda^2} = 1{,}068$, confirmée par les deux chiffres précédents ; de même les $\overline{\lambda^2}$ pour 30 et 35 observations sont très rapprochées. On a donc pour cette particule *trois* valeurs différentes de $\overline{\lambda^2}$ satisfaisantes au critérium de M. Ehrenhaft ; l'incertitude de la détermination de la charge atteint de ce fait 100 %. Le critérium est donc insuffisant ; on pourrait le compléter par l'examen de la répartition des vitesses. On accepterait de la sorte seulement les observations dont les $\overline{\lambda^2}$ restent constants et pour lesquelles la répartition observée ne diffère pas beaucoup de la répartition calculée.

On pourrait trouver encore un autre critérium en comparant les moyennes des carrés des écarts browniens $\overline{\lambda^2}$ aux carrés des écarts moyens u^2. Ces quantités doivent, selon la théorie, satisfaire à la condition $\overline{\lambda^2} = u^2$ (en supposant $n = \infty$). On a vu au § 9 que cette condition n'est presque jamais satisfaite. Mais la différence entre $\overline{\lambda^2}$ et u^2 n'est que rarement supérieure à 10 % (voir les données de la table XIII). Si donc, pour une

particule quelconque on trouve une grande différence entre $\overline{\lambda^2}$ et u^2, on doit en conclure que le nombre d'observations est insuffisant. Ainsi pour la particule N° 101 (table XIII) la divergence de $\overline{\lambda^2}$ et de u^2 est égale à 17 %; on en concluera à priori que le nombre d'observations est insuffisant. En réalité pour cette particule on a le moindre nombre d'observations (14). Nous remarquerons encore que les particules de M. Konstantinowsky et surtout celles de M. Ehrenhaft ne satisfont que bien rarement à la condition $\overline{\lambda^2} = u^2$ [1].

§ 12. *Limites de la validité de la théorie du mouvement brownien.* — Dans les § § précédents, divers facteurs ont été indiqués qui contribuent à la diminution des charges calculées d'après le mouvement brownien : la substitution des $\overline{\lambda^2}$ aux u^2; l'influence de la vitesse propre des particules; l'influence de leur charge; les erreurs personnelles et accidentelles; l'écart entre les répartitions des vitesses théoriques et observées. Mais en supposant même qu'il soit possible d'effectuer toutes ces corrections, qui d'ailleurs ne peuvent pas être importantes, il est possible qu'on ne puisse arriver à une valeur de la charge élémentaire plus élevée que celle de M. Perrin : $e = 4{,}20 \times 10^{-10}$ ce qui correspond au nombre d'Avogadro $N = 6{,}85 \times 10^{23}$ (on ne peut, en réalité, déterminer au moyen du mouvement brownien que le produit Ne (voir formule 14). En d'autres termes, les calculs basés sur le mouvement brownien conduisent toujours, à notre avis, à des chiffres plus élevés pour N que toutes les autres méthodes, comme il est facile de s'en convaincre par l'examen des données de la table XXV. On obtient en effet les plus grandes valeurs de N (soit les plus petites valeurs de la

[1]) Il paraît que le meilleur critérium a été trouvé par M. Schrödinger (*Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 289). Les formules qu'il a établies permettent de calculer l'erreur probable de chaque série d'observations. On trouve de cette façon que l'erreur probable pour les observations de M. Konstantinowsky (*Phys. Zs.*, 1915, **16**, p. 369) varie entre 10 % et 40 %. En comparant ces erreurs probables aux charges élémentaires trouvées par M. Konstantinowsky on se convainct aisément que les valeurs les plus élevées de la charge élémentaire sont fournis par les meilleures observations.

charge élémentaire) par la méthode du mouvement brownien; il faut aussi remarquer que les différences des résultats de

Table XXV

	Méthode	$N \times 10^{-23}$
Mouvement brownien (Perrin) Moyenne : $N = 6,78 \times 10^{23}$	Répartition des particules	6.83
	Translation » »	6.88
	Rotation » »	6 50
	Diffusion » »	6.90
Autres méthodes Moyenne : $N = 6,25 \times 10^{23}$	Charge élémentaire (Millikan)	6.06
	Phénomènes de radioactivité	6.54
	Théorie du rayonnement	6.16

diverses méthodes excèdent de beaucoup les erreurs expérimentales possibles ([1]).

Tout autre est le résultat des expériences de M. Fletcher ([2]). En étudiant le mouvement brownien des particules d'huile, cet observateur trouve une charge élémentaire égale à : $e = 4,65 \times 10^{-10}$, c'est-à-dire un nombre très rapproché de celui de M. Millikan et très différent (32 %) de la moyenne de toutes les autres déterminations basées sur le mouvement brownien. Or la seule différence essentielle entre ses expériences et toutes les autres consiste en ce que M. Fletcher observait ses particules dans un *gaz raréfié*. Pour élucider l'influence de la pression du gaz, nous avons fait des expériences semblables à celles de M. Fletcher. Les plus grosses gouttes ont été obtenues par pulvérisation du mercure dans l'arc; les plus petites par pulvérisation mécanique d'un mélange d'étain et de mercure, ce qui permettait d'avoir des particules non volatiles et d'une masse presque invariable (voir § 2). Les Nos 1-9 se rapportent aux particules d'huile de M. Fletcher, les Nos 128-132 à celles de mercure amalgamé, les Nos 115-127 aux particules produites dans l'arc. On trouvera dans la table les pressions en mm., les

[1]) En ce qui concerne les expériences de M. Perrin il faut d'ailleurs tenir compte de la cause d'erreurs signalée par M. Costantin (*Arch. de Physique*, 1915), soit l'influence des parois.

[2]) M. Fletcher, *Phys. Rev.*, 1911, **33**, p. 92.

charges et les rapports l/a du chemin moyen des molécules au rayon de la particule (charges et rayons ont été déduits de la formule du mouvement brownien).

TABLE XXVI

N°	p	l/a	$e \times 10^{10}$	MOYENNES
125	736.0	0.15	2.78	
121	419.0	0.33	3.54	$l/a = 0.41$
124	123.0	0.55	3.75	$e = 3.70 \times 10^{-10}$
128	331.0	0.59	4.75	
115	148.0	0.59	3.40	
123	120.0	0.73	3.80	$l/a = 0.75$
122	122.0	0.77	3.22	$e = 3.65 \times 10^{-10}$
127	122.0	0.89	4.19	
3	231.0	1.05	4.43	
119	315.0	1.06	4.25	$l/a = 1.12$
132	275.0	1.15	4.00	$e = 4.28 \times 10^{-10}$
118	195.0	1.22	4.42	
130	133.0	1.41	4.44	
131	300.0	1.45	5.00	$l/a = 1.59$
4	143.0	1.61	4.71	$e = 4.56 \times 10^{-10}$
126	117.0	1.90	4.08	
5	99.7	2.20	4.90	
129	73.0	2.88	4.60	$l/a = 2.80$
6	70.0	2.97	4.46	$e = 4.62 \times 10^{-10}$
7	65.0	3.13	4.52	
8	29.8	7.76	5.21	
9	22.8	11.10	4.46	$l/a = 11.02$
2	20.8	11.50	4.57	$e = 4.72 \times 10^{-10}$
1	21.1	13.90	4.62	

Quoique les données tirées de nos expériences soient influencées par les courants de convection résultant probablement de l'absence d'un bain d'huile, néanmoins on peut se rendre compte de la marche générale du phénomène en calculant les

moyennes. Il résulte de la table XXVI que ce n'est point de la pression, mais du rapport l/a que dépend la valeur de la charge calculée. Si l'on a : $l/a < 0{,}5$, on trouve des charges rapprochées de la moyenne de toutes les expériences faites à la pression ordinaire (§ 9); si on augmente l/a, les valeurs des charges augmentent aussi de plus en plus vite ; si $l/a > 2{,}0$, cette augmentation se ralentit et la valeur de la charge tend vers une limite très rapprochée du nombre de Millikan $e = 4{,}774 \times 10^{-10}$. Les résultats de la table XXVI peuvent être représentés par la formule empirique :

$$e = e_0 \left(1 - \alpha \frac{a}{l}\right),$$

où $e_0 = 4{,}77 \times 10^{-10}$; $\alpha = \text{const} = 0{,}0865$.

Sans doute, les données de la table n'ont pas de valeur absolue, mais il paraît possible que *la théorie du mouvement brownien dans son état actuel ne donne des résultats parfaitement corrects qu'à la condition que le rayon de la particule soit inférieur au chemin moyen des molécules du gaz.*

Evidemment on peut augmenter l/a, non seulement en diminuant la pression, mais aussi en diminuant le rayon. Il résulte des données de la table XXVIII que seules les particules de mercure pulvérisé mécaniquement sont assez petites pour qu'on puisse avoir un l/a rapproché de l'unité à la pression ordinaire. On trouvera dans la table XXVII les résultats du calcul du mouvement brownien de ces particules de mercure. On a divisé toutes les particules en quatre groupes selon les dimensions des rayons. La table contient les moyennes suivantes pour chaque groupe : le carré de l'écart brownien moyen u^2, les rayons calculés d'après la formule de Stokes-Cunningham a_{st} et d'après le mouvement brownien a_{Br}, les rapports l/a et les charges. On voit que les charges augmentent avec le rapport l/a, c'est-à-dire avec la diminution du rayon ; l'accord avec les données de la table XXVI est bon, si l'on considère que les chiffres sont quelque peu incertains soit à cause des courants de convection (table XXVI), soit à cause de la méthode même de calcul (§ 7).

Table XXVII

N°	$u^2 \times 10^6$	$e \times 10^{10}$	MOYENNES
79	1. 7	3.08	$u^2 = 1.40 \times 10^{-6}$
60	1.37	3.46	$a_{St} = 2.70 \times 10^{-5}$
74	1.13	4.28	$a_{Br} = 2.34 \times 10^{-5}$
69	1.83	2.99	$l/a = 0.35$
39	1.38	3.95	$e = 3.55 \times 10^{-10}$
40	3.26	3.25	$u^2 = 3.00 \times 10^{-6}$
35	3.11	3.69	$a_{St} = 1.40 \times 10^{-5}$
32	2.55	4.44	$a_{Br} = 1.30 \times 10^{-5}$
80	2.38	4.67	$l/a = 0.68$
81	3.32	3.59	$e = 3.87 \times 10^{-10}$
58	3.59	3.56	
			$u^2 = 3.72 \times 10^{-6}$
75	4.08	3.41	$a_{St} = 1.20 \times 10^{-5}$
32*a*	3.07	4.27	$a_{Br} = 1.14 \times 10^{-5}$
84	4.02	4.13	$l/a = 0.79$
			$e = 3.94 \times 10^{-10}$
45	4.32	4.18	$u^2 = 4.90 \times 10^{-6}$
58*a*	4.92	3.51	$a_{St} = 0.96 \times 10^{-5}$
86	3.79	5.43	$a_{Br} = 0.93 \times 10^{-5}$
52	5.54	3.54	$l/a = 0.99$
45*a*	5.59	3.80	$e = 4.09 \times 10^{-10}$

Le fait que la charge moyenne des particules de M. Ehrenhaft est supérieure à celle des particules de M. Konstantinowsky (§ 9) vient également à l'appui de ce que nous venons de dire. En effet, on a pour les observations de M. Ehrenhaft en moyenne : $u^2 = 1{,}163 \times 10^{-6}$; $l/a = 0{,}37$; $e = 3{,}67 \times 10^{-10}$; pour celles de Konstantinowsky en moyenne : $u^2 = 0{,}827$ ([1]), $l/a = 0{,}28$; $e = 3{,}39$, ce qui concorde avec les données du tableau XXVI ([2]).

[1]) La particule N° XII a été laissée de côté, son u^2 étant très différent de la moyenne.

[2]) M. Konstantinowsky croit que ses particules sont plus petites que

Si les corrections indiquées aux paragraphes 10 et 11 précédents (influence de la vitesse propre de la particule, etc.), ne sont applicables probablement qu'aux déterminations de la charge élémentaire, la relation entre la mobilité des particules et le rapport l/a doit être prise en considération dans *toutes* les applications de la théorie. *Dans son état actuel la théorie du mouvement brownien ne semble applicable qu'aux phénomènes moléculaires et à ceux qui leur sont similaires* (rayon petit en comparaison du chemin moyen).

Cette explication nous paraît être la plus vraisemblable. On pourrait toutefois, comme nous l'a indiqué M. Schidlof, envisager la question d'un autre point de vue. On a vu (§ 10) que le mouvement brownien visible est dû peut être non seulement au véritable mouvement brownien, mais aussi en partie à des causes accidentelles. Si cela est juste, et si on suppose que les causes d'erreurs accidentelles restent à peu près constantes quel que soit le a ou le l, on doit admettre que les u^2 sont composés de deux termes, l'un variable (mouvement brownien), l'autre invariable (erreurs accidentelles). Si les u^2 augmentent soit à cause de l'augmentation du chemin moyen, soit à cause de la diminution du rayon, les charges doivent augmenter par le fait seul que le terme invariable devient de plus en plus petit en comparaison avec l'autre terme. Il est impossible pour le moment de dire laquelle des deux suppositions est la plus juste.

Malheureusement le matériel actuel est trop restreint pour qu'on puisse se rendre compte, si la charge calculée décroît indéfiniment avec la diminution de l/a. Les expériences de M. Perrin contredisent cette supposition assez peu vraisemblable, celles de M. Westgren la confirment [1].

celles de M. Ehrenhaft. L'étude du mouvement brownien prouve qu'en réalité elles sont plus grandes (à l'exception de la particule N° XII), mais d'une moindre densité et d'une forme plus irrégulière.

[1]) Le mémoire présent était déjà rédigé quand un certain nombre de travaux (de M. Smoluchowski, M. Schrödinger, M. Mayer et Gerlach, M. Konstantinowsky et M. Fletcher) ont paru. Nous avons dû en conséquence ajouter quelques notes dans les § 8, 10 et 11).

Conclusions

1. La charge élémentaire déterminée au moyen d'observations effectuées sur du mercure pulvérisé mécaniquement, ne dépend pas du rayon et est égale à : $e = 4{,}675 \times 10^{-10}$ (§ 5).

2. Les particules de mercure sont volatiles. Elles se désagrègent sous l'action du bombardement moléculaire ; le phénomène ne se manifeste d'abord que par une diminution graduelle de la masse de la particule ; mais si la quantité de matière perdue dans l'unité de temps surpasse une certaine limite, l'équilibre de la particule est définitivement rompu, et la désagrégation s'accentue de plus en plus, ce qui paraît amener une variation de la densité moyenne de la particule et peut-être de sa forme (§ 2, 3 et 4).

3. La rapidité de la désagrégation dépend des propriétés de la couche superficielle de la particule ; on explique ainsi l'influence du signe de la charge et du degré de pureté du mercure; la vitesse propre de la particule exerce aussi une certaine influence sur la désagrégation de la particule (§ 2, 3 et 4).

4. Les particules produites par pulvérisation dans l'arc (méthode de M. Ehrenhaft), doivent consister en partie au moins, en un corps dont la densité est de beaucoup inférieure à celle du mercure; la formule de Stokes-Cunningham n'est donc point applicable à ces particules (§ 6).

5. La comparaison des résultats de l'étude du mouvement brownien par divers observateurs permet d'établir que la charge élémentaire possède une même valeur pour toutes les particules étudiées, et ne dépend pas du rayon. On n'obtient le même résultat au moyen de la formule de Stokes-Cunningham qu'à la condition que les particules soient produites à une température peu élevée ; au cas contraire (pulvérisation dans l'arc), les particules subissent vraisemblablement des modifications tellement profondes, que les calculs d'après la formule de Stokes-Cunningham conduisent à des résultats les plus divergents (sous-électrons, § 8).

6. La « mobilité » des particules, calculée d'après le mouve-

ment brownien dépend en réalité non seulement du mouvement brownien, mais aussi de la vitesse propre de la particule, de sa charge, et d'autres agents d'une nature inconnue. de sorte que les charges calculées d'après le mouvement brownien ont toujours une valeur trop basse. et les répartitions calculées des vitesses diffèrent quelque peu des répartitions observées (§ 10, 11).

7. Il semble que la théorie du mouvement brownien ne soit rigoureusement exacte que pour les phénomènes moléculaires et ceux qui leur sont semblables (rayon de la particule petit en comparaison du chemin moyen des molécules du gaz (§ 12).

III. Protocoles des observations

Le manque de place ne nous permet pas de publier in-extenso les protocoles d'observations des 131 particules que nous avons pu observer. Nous laisserons donc de côté toutes les particules qui servaient uniquement pour l'étude de la diminution de la masse, et de l'influence de divers agents, sur la variation des particules, etc. (v. § 4), et nous nous bornerons aux seules particules de mercure pulvérisé mécaniquement ; ce sont celles qui ont été utilisées pour le calcul des charges. On trouvera dans les tables suivantes les protocoles complets d'observations des particules : N° 23 (part. « invariable », v. § 2) ; N° 81 (particule de mercure pulvérisé mécaniquement ; la colonne t_{1_m} représente les durées de chutes « moyennes », dont on se servait pour le calcul du mouvement brownien, v. § 7) ; N° 96 (particule produite dans l'arc) ; N° 131 (amalgame d'étain, pression réduite, v. § 12) ; N° 59 (nous donnons le protocole d'observations complet de cette particule, parce que c'est la seule dont la charge était dès le début notablement inférieure au nombre de Millikan. On peut donner deux explications de ce phénomène. Ou bien cette particule, étant composée de mercure amalgamé, possédait une densité différente de celle du mercure. ou bien, ce qui est plus probable, cette particule n'a été soumise aux observations que beaucoup de temps après la pulvérisation. En effet, les particules pulvérisées ne tombent pas d'elles-mêmes

N° 84

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
73.84	12.12	− 2	4.94
83.86	6.70	− 3	4.79

N° 16

52.10	21.57	2	4.57

N° 17

51.84	6.60	5	4.73
54.50	55.70	1	4.84

N° 18

44.00	5.80	7	4.40
46.30	8.30	5	4.34
51.10	26.40	2	4.06
54.10	87.00	1	4.03

N° 19

52.10	12.40	3	4.60

N° 21

*60.00	V = 24.5	4.55	+25	4.50
68.30		11.50	+10	4.34
85.20		21.90	+ 5	4.02
106.80		25.40	− 1	3.56
119.30		10.70	− 2	3.33
119.30		24.20	− 1	3.25
130.80		—	—	—

N° 22

*73.00	V = 63.5	5.50	− 9	4.33
73.00		6.60	− 6	4.36
92.50		10.05	− 4	3.53
113.10		12.55	+ 3	3.12

N° 24

t_1		t_2	n	$e \times 10^{10}$
48.70	V = 32	4.30	—	—
61.37		7.77	+ 4	4.24
69.20		43.65	− 1	4.20
70.50		40.30	+ 1	4.16

N° 96 (¹)

t_1	t_2	n
126.2	20.9_s	− 4
137.1	12.9_s	− 6
172.5	8.8_s	− 8
158.6	10.4_s	− 7
160.5	13.5_s	− 6
143.5	21.2_x	− 4
144.5	13.6	− 6
141.5	12.4	V = 72.5
137.8	12.3	$e = 0.24$
146.3	—	$\times 10^{-10}$

N° 131 (²)

t_1	t_2	
16.4	35.5	$n = +1$
14.8	37.4	$e = 4.97 \times 10^{-10}$
14.9	36.7	
15.8	36.4	
15.6	33.2	
15.4	34.6_x	
15.6	8.1	$n = +2$
15.5	8.2	$e = 5.09 \times 10^{-10}$
15.3	8.1	
15.3	—	

¹) Trajet de la particule L = 0.1425 cm.
²) Pression réduite.

N° 23

t_1	t_2	
26.9	5.5	$n = +74$, $e = 1.66 \times 10^{-10}$, V = 63
27.4	5.6	
27.4	5.7	
28.2	5.8	
28.3	—	
27.9	5.8	
27.9	5.8_s	
27.5	8 2	$n = +56$, $e = 1.65 \times 10^{-10}$
27.1	8.1	
27.5	7.9	
28.3	8.3_x	
27.9	106.8	$n = +16$, $e = 1.63 \times 10^{-10}$
28.0	114.2	
27.7	161.4	$n = +15$, $e = 1.62 \times 10^{-10}$
27.7	—	
27.6	37.7	$n = +14$, $e = 1.67 \times 10^{-10}$, V = 98
27.8	37.5	
—	37.8	
28.3	37.0_x	
28.1	45.9_s	$n = +13$, $e = 1.65 \times 10^{-10}$
—	56.6	$n = +12$, $e = 1.66 \times 10^{-10}$
28.0	57.1	
—	56.8	
28.4	58.6	
—	58.8	
—	57.8_x	
27.8	367.0	$n = +9$, $e = 1.60 \times 10^{-10}$
28.1	—	

N° 81

t_1	t_{1m}	t_2	
43.4	41.5	127.3	$n = +1$, $e = 4.40 \times 10^{-10}$, V = 98.5
47.9	49.4	84.2	
53.0	54.3	67.1	
59.4	59.4	50.8	
59.6	64.1	$—_x$	
*67.1	69.0	39.9	$n = -1$, $e = 3.93 \times 10^{-10}$
82.3	74.0	36.9	
76.5	78.0	32.7	
86.2	82.1	32.8_s	
81.0	87.1	—	$n = -2$, $e = 3.72 \times 10^{-10}$
97.1	90.4	12.6	
93.8	95.3	12.6_s	
95.8	100.2	26.9	$n = -1$, $e = 3.74 \times 10^{-10}$
110.3	106.8	25.9	

N° 39

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
20.67	2.90	−24	4.66
20.60	12.20	− 8	4.59
20.94	50.30	− 4	4.66
21.47	48.53	− 4	4.56

N° 45

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
81.87	3.50	− 6	4.62
85.84	5.27	− 4	4.51
87.92	10.76	− 2	4.57
87.92	6.70	− 3	4.55
94.13	22.00	+ 1	4.58
96.00	9 60	+ 2	4.57
103.47	19.93	+ 1	4.50
109.33	8.27	− 2	4.66
109.33	18.40	+ 1	4.52

* L'astérisque indique le moment où la diminution de la masse s'accélère et ou commence la diminution apparente de la charge.

N° 31

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
56.40	3.80	− 8	4.55
56.60	7.87	− 4	4.65
57.45	18.42	− 2	4.72

N° 32

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
54.45	V = 32 { 4.50	−21	4.62
54.90	6.33	−15	4.72
55.43	9.10	−11	4.66
59.30	4.10	− 8	4.63
60.66	5.75	− 5	4.62
*62.70	43.30	− 1	4.63
73.17	16.15	− 2	3.90
73.17	40.05	− 1	3.99
80.05	15.50	− 2	3.67
82.90	36.60	− 1	3.57
82.90	36.60	+ 1	

N° 33

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*101.30	6.56	− 3	4.05
169.90	12.50	− 1	3.94

N° 35

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
54.40	1.80	+17	4.54
54.40	5.50	+ 6	4.45
55.00	11.45	+ 3	4.71
56.00	62.00	+ 1	4.42

N° 36

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
19.13	V = 21 { 13.37	+38	4.61
19.20	24.20	+28	4.60
19.90	9.20	+10	4.61
20.15	69.50	+ 4	4.60

N° 40

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
42.00	2.40	+15	4.76
42.00	3.45	+11	4.73
42.40	8.17	+ 5	4.85
44.30	6.30	+ 6	4.74

N° 40 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
46.30	7.90	+ 5	4.53
47.72	9.94	+ 4	4.56
51.60	7.20	+ 5	4.40
53.00	12.90	+ 3	4.48

N° 41

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
55.75	3.75	+ 6	4.91
61.09	10.45	+ 3	4.56
*65.37	9.13	+ 3	4.74
81.40	7.60	+ 5	4.29
100.00	7.00	+ 3	4.31
101.70	9.80	+ 2	4.56

N° 42

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*68.67	V = 32 { 10.97	+ 3	4.58
77.05	10.25	+ 3	4.20
79.40	16.40	+ 2	4.12
126.50	—	—	—
138.40	—	—	—

N° 43

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
106.87	5.60	+ 3	4.69
106.87	17.92	+ 1	4.77

N° 44

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
37.75	19.15	+ 3	4.70
40.22	31.70	+ 2	4.79
44.82	28.10	+ 2	4.49
47.37	24.63	+ 2	4.64
56.17	59.95	+ 1	4.48
67.97	35.52	− 1	4.75
*80.15	27.20	− 1	4.73
108.50	10.00	− 2	3.91
108.50	6.60	− 3	3.85

N° 46

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
78.00	5.55	− 3	4.97
84.20	10.73	− 2	4.74

N° 46 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*95.17	20.80	+ 1	4.75
140.7	15.67	− 1	3.94
191.6	12.80	− 1	3.67

N° 47

104.40	8.40	− 2	5.00

N° 49

74.20	13.05	− 2	4.76

N° 50

67.80	14.40	− 2	4.65
*67.80	36.20	− 1	4.69
77.53	33.73	+ 1	4.16
83.33	12.60	+ 2	4.15
84.31	28.60	+ 1	4.45

N° 51

64.40	43.80	− 1	4.42
64.70	36.60	+ 1	4.91

N° 52

78.47	6.40	+ 4	4.07
78.47	8.60	+ 3	4.15
77.60	30.73	+ 1	4.64
85.33	27.38	+ 1	4.29
85.53	10.60	+ 2	4.76
104.20	21.41	− 1	4.20

N° 53

51.07	5.70	− 6	4.54
52.60	8.80	− 4	4.54
55.00	11.70	− 3	4.61

N° 55

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
18.50	7.73	−12	4.86
18.70	8.70	−11	4.60
18.70	9.80	−10	4.66
19.13	11.27	− 9	4.61
19.60	36.30	− 5	4.56

N° 56

15.13	V = 25 { 9.10	−53	4.49
15.13	9.60	−51	4.51
15.50	21.16	−33	4.51
15.90	33.25	− 7	4.48

N° 60 (1)

15.30	10.17	+12	4.69
15.60	11.50	+11	4.66
15.80	13.20	+10	4.68
16.20	20.80	+ 8	4.69
17.00	36.30	+ 6	4.59
17.50	23.10	+ 7	4.51
17.90	31.10	+ 6	4.54
18.30	53.10	+ 5	4 57
18.50	130.20	+ 4	4.66

N° 59

115.6	11.6$_8$	− 2	—
106.2	23.6	− 1	3.69 (?)
106.4	22.0	—	3.96 (?)
103.2	20.6	—	—
145.6	—	—	—

N° 69

15.73	V = 69 { 11.37	+16	4.66
16.33	13.40	+14	4.66
16.65	26.70	+10	4.63

(1) On trouvera le protocole d'observation de la particule N° 58 dans le § 3.

N° 69 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
17.93	17.90	+ 8	4.34
20.18	18.10	+ 7	4.34
*26.00	36.62	+ 4	4.20
34.85	33 70	+ 3	3.74

N° 73

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*48.23	V = 59 { 18.50	+ 4	4.55
52.20	V = 59 { 26.65	+ 3	4.44
58.20	17.85	+ 2	4.31
62.80	10.40	+ 3	4.38

N° 74

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
16.03	V = 60.5 { 17.50	+14	4.67
16.86	V = 60.5 { 17.90	+13	4.74
18.17	V = 60.5 { 27.30	+10	4.60
*20.05	22.98	+ 6	4.45
21.70	28.20	+ 5	4.39
26.16	31.36	+ 4	4.13

N° 75

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
39.80	5.60	+ 7	5.00
44.25	6.45	+ 6	4.70
46.40	7.30	+ 5	4.79
46.90	9.60	+ 4	4.71
50.05	21.40	+ 2	4.74
52.00	55.80	− 1	5.11
57.50	17.80	− 2	4.67
63.37	40.33	− 1	4.68
72.10	29.50	+ 1	4.98
82.75	12.10	− 2	4.47
86.00	25.40	− 1	4.52

N° 79

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
10.77	7.75	−21	4.64
10.96	8.27	−20	4.62
11.41	8.65	−19	4.58

N° 79 (suite)

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
11.63	11.11	−15	4.56
11.85	10.45	−16	4.69
12.21	13.06	−14	4.62
12.75	13.50	−13	4.60
13.20	14.80	−12	4.70
13.40	17.00	−11	4.57
13.40	20.20	−10	4.69
14.18	57.92	− 7	4.74

N° 80

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
42.70	10.52	− 4	4.86
47.82	14.43	− 3	4.49
47.82	9.60	− 4	4.66
55.05	21.78	− 2	4.31
*58.16	56.35	− 1	4.51
62.60	17.45	− 2	4.38
68 42	10.25	− 3	4.11
73.32	39.02	+ 1	3.98
80.08	15.42	+ 2	3.70
86.27	37.10	+ 1	3.43
86.27	15.25	− 2	3.44

N° 82

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
80.65	7.12	+ 3	4.83
97.80	22.83	+ 1	4.15

N° 85

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
*110.67	17.65	− 1	4.64
143.00	7.20	− 2	3.98

N° 86

t_1	t_2	n	$e \times 10^{10}$
98.04	5.95	+ 3	4.67
98.04	8.80	+ 2	4.86
119.72	15.73	− 1	4.70

dans le condensateur, mais sont entraînées par le courant d'air. Si par hasard une particule n'était pas entraînée et tombait seulement sous l'influence de la pesanteur, elle ne devrait pas mettre moins de 1 1/2 heure (durée de chute $t_1 = 100''$) pour arriver du pulvérisateur au condensateur. Evidemment, pendant un temps si long, elle pouvait se désagréger considérablement, ce qui amène, comme on l'a vu, une diminution apparente de la charge).

Le signe x dans les colonnes des durées d'ascension t_2) désigne une variation de la charge provoquée par les rayons X, le signe s, une variation de la charge spontanée. V représente les tensions en volts, n les nombres de charges et leurs signes, $e \times 10^{10}$, les charges élémentaires calculées.

Toutes les autres observations sont données sous forme de moyennes, Ont été laissées de côté quelques particules dont les nombres de charges ne pouvaient pas, pour différentes raisons, être exactement déterminées, particulièrement à cause du nombre trop grand des charges élémentaires. Les Nos 1-37 se rapportent aux particules de mercure pur, les Nos 38-54 au mercure impur, les Nos 55-59 au mercure amalgamé, les Nos 60-94 au mercure distillé. La différence de potentiel aux plateaux du condensateur a été (sauf indication contraire) toujours égale à V = 98 volts.

Nous remercions M. le professeur C.-E. Guye pour l'hospitalité que nous avons trouvée dans son laboratoire et pour les moyens de travail qu'il a mis à notre disposition et qui nous ont permis de mener à bien ces recherches. Nous exprimons également notre sincère reconnaissance à M. le Dr A. Schidlof, assistant à l'Institut de Physique, dont l'aide cordiale et les précieux conseils ne nous ont jamais fait défaut.

Laboratoire de Physique de l'Université de Genève.
Août 1915.

SUR LE

FROTTEMENT INTÉRIEUR DES FILS DE QUARTZ

AUX BASSES TEMPÉRATURES

PAR

C.-E. GUYE et M. EINHORN-BODZECHOWSKI

(Suite [1])

III. Dispositif Expérimental ([2]).

§ 1. *Description de l'Appareil.*

L'appareil utilisé pour nos recherches devait satisfaire aux conditions suivantes :

1° Il devait être étanche pour tenir un vide assez élevé ;

2° Il devait permettre d'établir autour du fil d'expérience une température déterminée, constante pendant la durée des observations.

Pour éviter toute perturbation magnétique l'appareil ne renferme pas de fer; il est presque entièrement construit en laiton, sauf quelques parties qui seront mentionnées dans la suite.

En allant de haut en bas on peut distinguer les cinq parties suivantes :

1° Le support de suspension ; 2° la partie centrale, qui comprend un tube, suivant l'axe duquel est suspendu le fil, et un récipient entourant ce tube ; 3° la cloche renfermant l'oscilla-

[1]) Voir *Archives*, t. XLI, p. 287.

[2]) Cet appareil a été construit par MM. C.-E. Guye et P. Voïkoff.

teur; 4° la plate-forme de l'appareil munie d'un dispositif spécial pour pouvoir amortir à volonté les oscillations; 5° l'oscillateur.

Pour la description qui suit le lecteur voudra bien se reporter à la figure 2.

a) La tige *a* porte à son extrémité inférieure une pince américaine *p* destinée à serrer un petit tube en laiton à l'intérieur duquel est mastiquée l'extrémité du fil d'expérience *ff'*, et cela au moyen de cire à cacheter blanche. Cette tige traverse à frottement dur un manchon *mm* et permet d'élever, d'abaisser et de faire tourner l'ensemble formé par le fil et l'oscillateur qui lui est suspendu. Le frottement entre la tige et le manchon suffit pour empêcher tout déplacement spontané de l'équipage, mais lorsque l'appareil est réglé on a soin de fixer la tige en serrant la vis *V*. Le manchon est porté par trois vis *P* qui traversent l'anneau *AA*, lequel est soutenu par trois tiges *L* (dont deux sont représentées sur la figure). Ces vis permettent de centrer le manchon.

b) Le tube en quartz *tttt* est entouré d'un récipient également en quartz *TTTT* qui lui est soudé. Ce récipient est un vase Dewar, à double enveloppe vide, argenté intérieurement. Le tube intérieur étant transparent, on peut voir si le fil de suspension est bien centré et si les tiges et les pinces ne touchent pas les parois. Ce tube est mastiqué en haut dans le manchon *mm*, en bas dans une tubulure de la cloche *BB*. Le récipient Dewar reçoit le bain destiné à maintenir le fil à la température voulue.

c) La paroi supérieure de la cloche *BB* est munie d'une tubulure dans laquelle pénètre l'extrémité inférieure du tube *tttt*. La partie cylindrique de cette cloche comporte une petite ouverture *FF* sur laquelle on a mastiqué une vitre permettant de faire tomber un faisceau lumineux sur le miroir *M* de l'oscillateur. De plus une tubulure *r* permet de mettre la cloche en communication avec la machine pneumatique.

La partie inférieure de la cloche est munie d'une large bordure *dd*, rodée sur la plate-forme de l'appareil et s'appliquant sur celle-ci par un joint en labyrinthe. Ce joint (non indiqué sur la figure) assure une très bonne étanchéité.

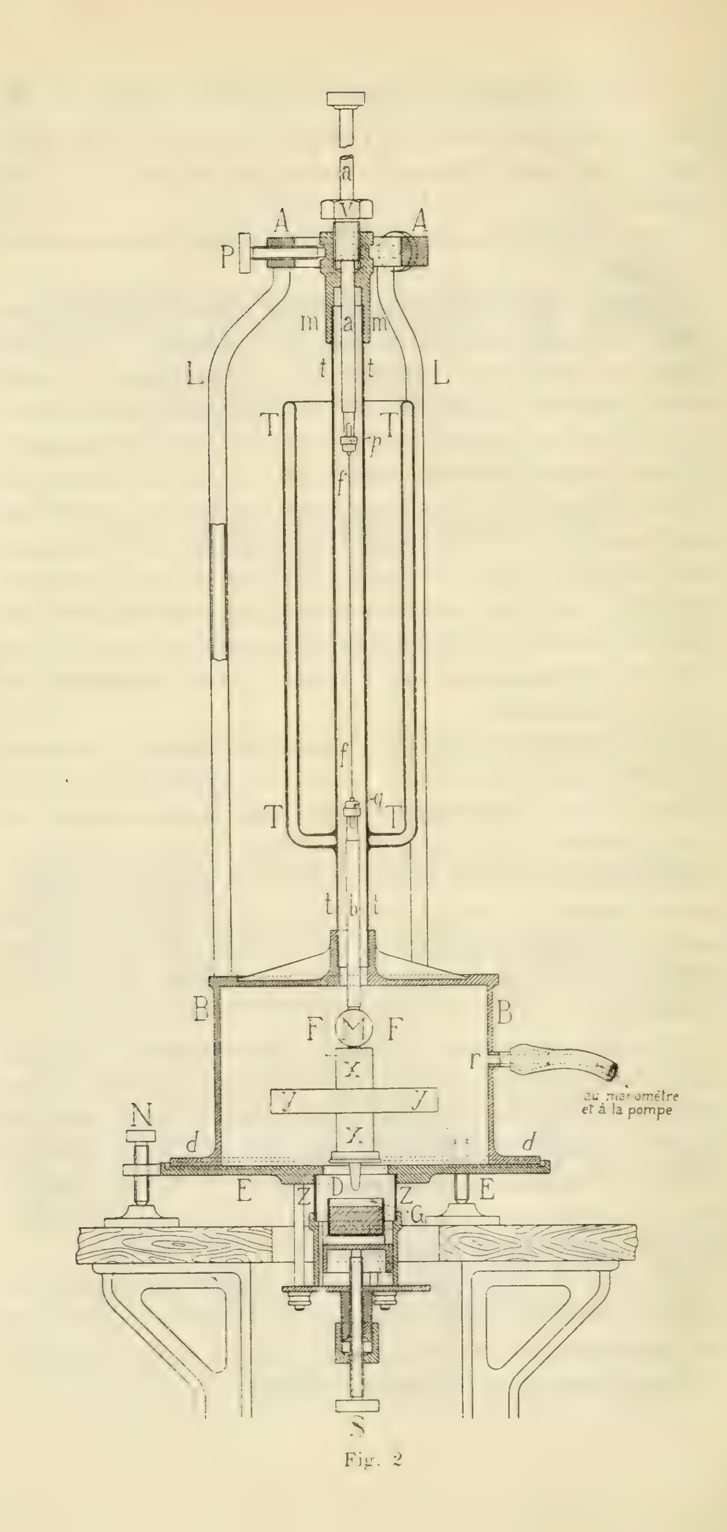

a
V
A
A
P
m
a
m
t
t
L
L
T
T
p
f
f
q
T
T
t
b
t
B
B
F
M
F
r
x
y
y
x
au manomètre
et à la pompe
N
d
d
E
E
Z
D
Z
G
S

Fig. 2

d) La plate-forme est constituée par un plateau épais EE au milieu duquel se trouve une tubulure renfermant le godet de verre G rempli de mercure. On peut produire l'amortissement du mouvement de l'oscillateur en soulevant le godet au moyen de la vis S de façon à amener le mercure en contact avec une petite tige d'ivoire D fixée à l'extrémité inférieure du système oscillant. Le tube de verre Z mastiqué dans l'orifice du plateau EE permet de voir si l'extrémité de la tige D touche ou non le mercure.

La plate-forme est portée par trois vis calantes N reposant sur trois plaques métalliques. Ces vis permettent de régler la position du fil à l'intérieur de façon à l'amener bien au centre du tube *tttt*.

e) L'oscillateur se compose essentiellement de deux boîtes cylindriques coaxiales, l'une xx intérieure et l'autre annulaire yy extérieure. Chacune de ces boîtes peut recevoir une masse cylindrique (cylindre plein ou anneau); on peut ainsi faire varier le moment d'inertie du système et par conséquent la durée d'oscillation.

Le fond de la boîte cylindrique xx porte la tige D ci-dessus mentionnée; au couvercle de la dite boîte est soudée une tige b munie d'une pince américaine q servant à recevoir l'extrémité inférieure du fil d'expérience ff.

A cette même tige b est fixé le miroir M qui sert à l'enregistrement des oscillations.

Le vide était obtenu au moyen d'une pompe à enveloppe de Gaede actionnée par un moteur électrique. Il était ainsi facile de maintenir à l'intérieur de l'appareil une pression inférieure à un millimètre de mercure. Pour la mesure des pressions nous avons utilisé un baromètre tronqué.

Le thermostat était formé par le récipient Dewar en quartz $TTTT$ rempli d'un mélange réfrigérant ou d'une substance appropriée dont la température restait constante pendant la durée des expériences.

Le diamètre du tube interieur *tttt* est seulement de 16 mm. Ce tube étant complètement entouré par le bain et la masse du

fil d'expérience étant extrêmement petite l'équilibre de température s'établit très rapidement.

Dans des expériences préliminaires nous avons constaté par des mesures de résistance électrique, qu'un fil métallique avait dans ces conditions la même température que lorsqu'il est plongé directement dans le bain, il n'est peut-être pas inutile de rappeler à ce propos que la conductibilité thermique du quartz est près de dix fois plus grande que celle du verre.

Nous avons fait dans le même but la détermination du décrément logarithmique du fil aux températures de la glace et de l'air liquide, 30, 60 et 90 minutes après l'introduction de la substance réfrigérante, et nous avons trouvé, dans les trois cas. la même valeur du décrément. On peut donc affirmer que le fil se trouve bien à la température du bain au moment des expériences.

Cependant, par mesure de prudence, nous avons préféré attendre toujours une heure avant de commencer les observations, pour que l'équilibre de l'ensemble de tout l'appareil soit sûrement atteint.

Pour étudier le fil à la température de la salle, nous nous sommes bornés à verser de l'eau dans le récipient Dewar; cette masse d'eau qui se trouve protégée contre les échanges de chaleur, ne varie que d'une très petite fraction de degré pendant la durée de l'expérience. On réalise donc bien de cette façon une enceinte de température pratiquement constante.

Dans les expériences faites à zéro, le récipient fut rempli de glace pilée humectée avec un peu d'eau refroidie préalablement.

La neige d'acide carbonique mélangée avec un peu d'alcool forme une pâte dont la température est de —79°; cette température se communique facilement au tube traversant le récipient ainsi qu'au fil grâce au bon contact entre le mélange réfrigérant et les parois du tube.

Enfin. la plus basse température de nos expériences fut réalisée au moyen de l'air liquide dont la température était habituellement de — 194°.

Dans un certain nombre d'expériences nous avons fait usage

d'un mélange réfrigérant dont la température était de — 45°.
La préparation de ce mélange est décrite chap. V, § 1.

Un thermomètre à pentane nous a servi à mesurer les basses températures.

Les différents moments d'inertie ont été réalisés en mettant, soit un anneau de laiton dans la boîte cylindrique extérieure yy, soit un cylindre de plomb dans la boîte intérieure xx. *Le cylindre et l'anneau avaient la même masse* M de 85,6 grammes; le rayon du cylindre ρ était de 0,94 cm. ; l'anneau avait un rayon extérieur R de 4,34 cm. et un rayon intérieur r de 3,36 cm.

En employant les formules :

$$I_c = \frac{M}{2}\rho^2 \qquad \text{et} \qquad I_a = \frac{M}{2}(R^2 + r^2) ,$$

on trouve pour le moment d'inertie du cylindre :

$$I_c = 75{,}64 \text{ gr. cm}^2.$$

et pour celui de l'anneau :

$$I_a = 2574{,}71 \text{ gr. cm}^2.$$

Pour déterminer le moment d'inertie I_0 de l'oscillateur on fait deux observations, la première en introduisant dans l'oscillateur le cylindre de plomb, et la seconde en y introduisant l'anneau après avoir retiré le cylindre; on obtient ainsi les deux périodes T_1 et T_2. En utilisant l'équation (2), très approximativement exacte, on trouve :

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt{\frac{I_c + I_0}{I_a + I_0}} .$$

D'où l'on tire :

$$I_0 = \frac{I_a T_1^2 - I_c T_2^2}{T_2^2 - T_1^2} .$$

En introduisant dans cette relation les valeurs observées : $T_1 = 3{,}75$ sec. et $T_2 = 7{,}30$ sec., on obtient :

$$I_0 = 821{,}45 \text{ gr. cm}^2 ,$$
$$I_1 = 897{,}09 \text{ gr. cm}^2 ,$$
$$I_2 = 3400{,}16 \text{ gr. cm}^2 .$$

I_1 et I_2 désignant les moments d'inertie respectifs de l'oscillateur chargé par le cylindre ou par l'anneau.

Insistons encore sur le fait que *ce procédé déjà utilisé dans des expériences antérieures permet de changer le moment d'inertie de l'oscillateur sans modifier ni la charge du fil ni la forme extérieure du système.*

§ 2. *Préparation des fils.*

En ce qui concerne les fils de verre utilisés dans nos expériences, ils provenaient tous d'une même tige de verre; nous avons choisi parmi les fils ceux qui étaient les plus réguliers. Les fils de quartz nous ont été fournis par la fabrique de Heraeus à Hanau. Leur longueur était de 30 à 40 centimètres, tandis que nous n'avions besoin que d'une longueur de 20, il nous était donc possible de choisir dans chaque fil la portion qui se rapprochait le plus de la forme cylindrique.

Les diamètres ont été mesurés au moyen d'un microscope à micromètre oculaire. Comme les fils ne sont pas absolument cylindriques et n'ont pas exactement le même diamètre sur toute leur longueur, nous n'avons pris en considération que leur diamètre moyen à titre d'indication.

Les fils de verre et de quartz ne pouvant pas, à cause de leur fragilité, être fixés directement dans les pinces, nous avons d'abord scellé les deux bouts du fil dans deux très petits tubes de laiton au moyen d'une cire à cacheter blanche très adhérente. Il était indiqué de contrôler après chaque série d'expériences si ces joints délicats n'étaient pas endommagés.

Avant les expériences les fils ont été étuvés dans un bain de sable : le fil est introduit dans un tube de verre d'Iéna qu'on place horizontalement dans une rigole de laiton remplie de sable. Après avoir recouvert le tube d'une couche de sable, on chauffe la rigole au moyen d'une rangée de brûleurs de gaz placée au-dessous.

Notons encore que les fils ont été observés au microscope polarisant, avant et après avoir servi aux expériences, et ont été trouvés isotropes et homogènes sur toute leur longueur.

§ 3. *Enregistrement photographique des oscillations* ([1]).

A une distance de $2^m,30$ du miroir de l'oscillateur était disposé un écran muni d'une fente verticale de largeur réglable. Cette fente était éclairée par le filament d'une lampe Nernst ([2]). Le faisceau lumineux émanant de la fente, après avoir traversé un objectif photographique, se réfléchissait sur le miroir M fixé à l'oscillateur et formait une image réelle de la fente à une distance de $1^m,50$ de l'appareil. A l'endroit où se forme l'image on place l'appareil enregistreur qui comporte un tambour cylindrique, enfermé dans une caisse munie d'une fente horizontale, ce tambour peut tourner autour d'un axe parallèle à la fente. Autour du tambour est enroulée une feuille de papier photographique de grande sensibilité. Un mécanisme d'horlogerie imprime au cylindre un mouvement de rotation d'une vitesse convenable.

L'image réfléchie de la fente verticale tombe sur la fente horizontale et produit ainsi par son intersection une très petite tache lumineuse sur le papier photographique. L'oscillation du miroir composé avec la rotation du cylindre donne lieu à un déplacement du point lumineux et l'image inscrite sur le papier photographique est, le mouvement de rotation étant supposé uniforme, celle d'une sinusoïde dont les ordonnées sont proportionnelles aux angles de torsion et les abscisses proportionnelles au temps.

Le mouvement de rotation du cylindre est uniformisé par la résistance de l'air, grâce à des ailettes adaptées à l'arbre du mécanisme d'horlogerie. En changeant la grandeur de la surface ou l'inclinaison des ailettes on peut faire varier la résistance opposée par l'air à la tension du ressort et modifier ainsi la vitesse de rotation du tambour enregistreur. Le mouvement de ce mécanisme, quelque peu primitif, n'est pas très uniforme,

[1]) Ce dispositif d'enregistrement photographique a été employé par MM. C.-E. Guye et V. Fréedericksz.

[2]) Il est recommandable d'amorcer l'allumage de la lampe Nernst à l'aide d'un brûleur à gaz.

ce qui, du reste n'a pas une influence appréciable sur l'exactitude des résultats si l'on se borne à étudier l'amortissement par les élongations extrêmes.

Après avoir développé et fixé l'image photographique, on détermine les amplitudes en posant sur le papier une lourde règle en laiton divisée en demi millimètre, permettant de mesurer les longueurs à 0,1 ou 0,2 mm. près. Les longueurs proportionnelles aux amplitudes qui interviennent dans nos mesures varient entre 9 et 28 centimètres. L'erreur de lecture ne peut donc dépasser en aucun cas 0,2 %.

§ 4. *Mode opératoire.*

Pour suspendre le fil d'expérience à l'intérieur de l'appareil on commence par soulever l'ensemble formé par la cloche *BB* et la partie supérieure de l'appareil et l'on place le tout sur deux petites consoles fixées au mur, à 40 cm, au dessus de la plate-forme *EE* de l'appareil. Ensuite on fait descendre la tige *a*, jusqu'à ce que la pince *p* sorte par la partie inférieure de la cloche. On serre alors le petit tube de laiton fixé à l'une des extrémités du fil *ff* dans la pince et on remonte la tige, l'autre extrémité du fil restant encore hors de la cloche. On suspend alors l'oscillateur au moyen de la pince *q* à l'extrémité inférieure du fil *ff* à laquelle est scellée un petit tube de laiton destiné à être serré par la pince. On remonte ensuite la tige *a*, jusqu'à ce que l'extrémité *D* de l'oscillateur rentre dans la cloche *BB*. Ceci fait, on dispose la cloche sur la plate-forme. Le réglage de la position du miroir *M* fixé à la tige *b* de l'oscillateur se fait alors en haussant ou en abaissant prudemment ainsi qu'en tournant lentement la tige *a*.

Après avoir immobilisé cette tige *a* au moyen de la vis *V*, on porte le fil à la température voulue et on fait le vide dans la cloche. Tout est alors prêt pour l'expérience.

Pour mettre en mouvement l'équipage mobile on se sert d'un électro-aimant que l'on peut exciter un instant par le courant d'un accumulateur. L'électro-aimant agit sur deux petits rivets en fer, fixés à l'intérieur de la boîte *yy* de l'oscillateur. Après

avoir placé l'électro-aimant dans la position convenable, on ferme un instant le courant : l'oscillateur reçoit une impulsion grâce à l'attraction momentanée exercée sur les deux rivets. On éloigne alors l'électro-aimant à une distance suffisante pour éviter toute action que pourrait exercer son magnétisme résiduel ; on met alors en marche le tambour enregistreur et on inscrit les oscillations.

Remarque. — Insistons encore sur le fait que nous avons souvent noté la position d'équilibre de l'oscillateur avant et après une expérience ; dans aucun cas nous n'avons pu constater un changement indiquant l'existence d'une déformation résiduelle ; nous n'avons travaillé d'ailleurs qu'avec de petites amplitudes.

IV. Résultats des expériences

Fils de quartz

§ 1. *Modification permanente des fils de quartz sous l'influence d'une basse température.* — Tous les fils de quartz ont été traités exactement de la même façon. Après les avoir soumis à l'action de la charge de l'oscillateur, on a attendu deux jours avant de commencer les observations définitives. Pendant ce temps on a fait effectuer au fil un grand nombre d'oscillations pour produire l'« accomodation » (voir chap. I).

Nous avons étudié les oscillations d'abord à la température de la salle, puis à la température de la glace, à celle de la neige carbonique et à celle de l'air liquide. Des variations de température aussi considérables peuvent évidemment produire une modification permanente de la structure physique ou chimique du corps, et il nous a paru indispensable d'examiner d'abord cette question.

Dans ce but nous avons alterné les déterminations faites aux plus basses températures avec celles effectuées à zéro, et nous avons constaté que déjà l'abaissement de température à — 79° produit une modification durable de la matière du fil. Après avoir maintenu le fil pendant un certain temps à cette température, on trouve en effet une augmentation du décrément

logarithmique lorsqu'on revient à la température de la glace fondante. Cet effet est encore plus marqué si l'on refroidit le fil à — 194°. Dans ce dernier cas on constate une augmentation du décrément logarithmique dont l'importance atteint 25 à 30 % de la valeur primitive.

Il est nécessaire d'admettre qu'il s'agit bien là d'une modification permanente qui se produit lors du premier refroidissement, car lorsqu'on refroidit progressivement un *fil neuf*, le décrément logarithmique passe par une série de valeurs décroissantes, notablement plus petites que celles qu'il prend lorsqu'on repasse par les mêmes températures en sens contraire, pour revenir finalement à la température primitive. Nous n'avons d'ailleurs pas réussi à ramener le fil dans son état initial, ni même à modifier la valeur que prend le décrément logarithmique à la suite du premier refroidissement à — 194°. De même le changement de structure ne semble pas disparaître avec le temps; du moins la valeur du décrément n'avait-elle nullement changé au bout de cinq jours; la modification résultant d'un premier refroidissement peut donc être considérée comme durable.

D'autre part, un étuvage prolongé a dans certains cas pour effet de rendre le fil cassant, si après l'avoir porté à une haute température on le refroidit ensuite. Ce fait doit être probablement attribué à une cristallisation partielle du verre de quartz à température élevée ([1]).

[1]) On sait en effet que le quartz amorphe est souvent assimilé, comme les verres, à un liquide surfondu (voir G. Tammann. « Schmelzen und Kristallisieren », Leipzig, 1903). Or la vitesse de cristallisation d'un liquide surfondu (mis en présence d'un cristal qui peut être aussi petit qu'on veut) est, pour des températures pas trop éloignées du point de congélation, à peu près proportionnelle à la différence entre la température de congélation et la température actuelle du corps. Si la différence de température croît, la vitesse de cristallisation augmente, passe par un maximum et diminue ensuite très rapidement. Cela pourrait expliquer le fait qu'on peut conserver très longtemps des fils de quartz à la température ordinaire, sans qu'on puisse déceler, au moyen du microscope polarisant, la moindre trace d'une structure cristalline. Mais une élévation suffisante de température, par contre (étuvage), favoriserait la cristallisation, puisqu'elle rapprocherait les fils de quartz de la température pour laquelle la vitesse de cristallisation est maximum.

Nous avons répété les observations précédentes sur plusieurs fils, et nous avons toujours constaté qu'un fil, après avoir passé par la température de — 194°, ne subit plus de variation du décrément logarithmique lorsqu'on le soumet alternativement à des températures plus élevées, et à celle de l'air liquide qui fut la plus basse dans nos expériences. Pour obtenir des résultats comparables, il est donc indiqué de ne considérer que les valeurs du décrément observées après un premier refroidissement préalable du fil à — 194°.

Dans nos expériences définitives nous avons procédé de la façon suivante : nous avons effectué une première observation à zéro, pour pouvoir contrôler l'exactitude des constatations précédentes ; puis le fil fut refroidi à la température de l'air liquide. Ceci fait, on pouvait faire varier la température, soit en montant soit en descendant, on était sûr alors de retrouver la même valeur du décrément logarithmique lorsqu'on revenait à la même température.

§ 2. *Influence de la température sur le décrément logarithmique λ.* — Dans toutes nos expériences sur des fils de quartz nous avons trouvé la même allure de la variation du décrément avec la température, quelles que furent d'ailleurs les dimensions des fils étudiés. Le décrément décroît d'abord assez rapidement jusqu'au voisinage de la température de la neige carbonique ; à partir de cette température, la diminution de λ se ralentit considérablement, et pour des températures plus basses la variation du décrément en fonction de la température est extrêmement faible. La table et les courbes ci-après qui résument les résultats de nos observations mettent ces faits en évidence.

Les chiffres inscrits dans la première ligne horizontale du tableau I indiquent les valeurs du décrément à la température de 0°, avant que le fil fût refroidi pour la première fois à — 194°. Ces chiffres ne se rapportent donc pas à l'état définitif du fil, et ne seront pas pris en considération pour la discussion ultérieure. Nous avons séparé par un trait ces valeurs des suivantes qui se rapportent aux températures de — 194°, — 79°, 0°, et à celle de

Tableau I. — *Variation du décrément logarithmique en fonction de la température. Fils de quartz*

Longueurs = 18.5 cm. ; Moment d'inertie = 897 gr. cm² ; Pression dans l'appareil = 1 mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	Fil III ; d = 0.51 mm.		Fil IV ; d = 0.55 mm.		Fil V ; d = 0.49 mm.		Fil VI ; d = 0.48 mm.	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
0°	1.793	0.00198	1.476	0.00129	1.866	0.00131	1.907	0.00135
−194°	1.811	0.00073	1.500	0.00058	1.897	0.00067	1.930	0.00065
− 79°	1.798	0.00082	1.484	0.00064	1.877	0.00072	1.915	0.00069
0°	1.793	0.00250	1.477	0.00165	1.866	0.00161	1.907	0.00168
ordinaire	18° 1.791	0.00434	17° 1.475	0.00296	21° 1.865	0.00331	20° 1.905	0.00346
−194°	—	—	1.500	0.00058	1.897	0.00065	—	—
0°	—	—	1.477	0.00169	1.866	0.00160	—	—

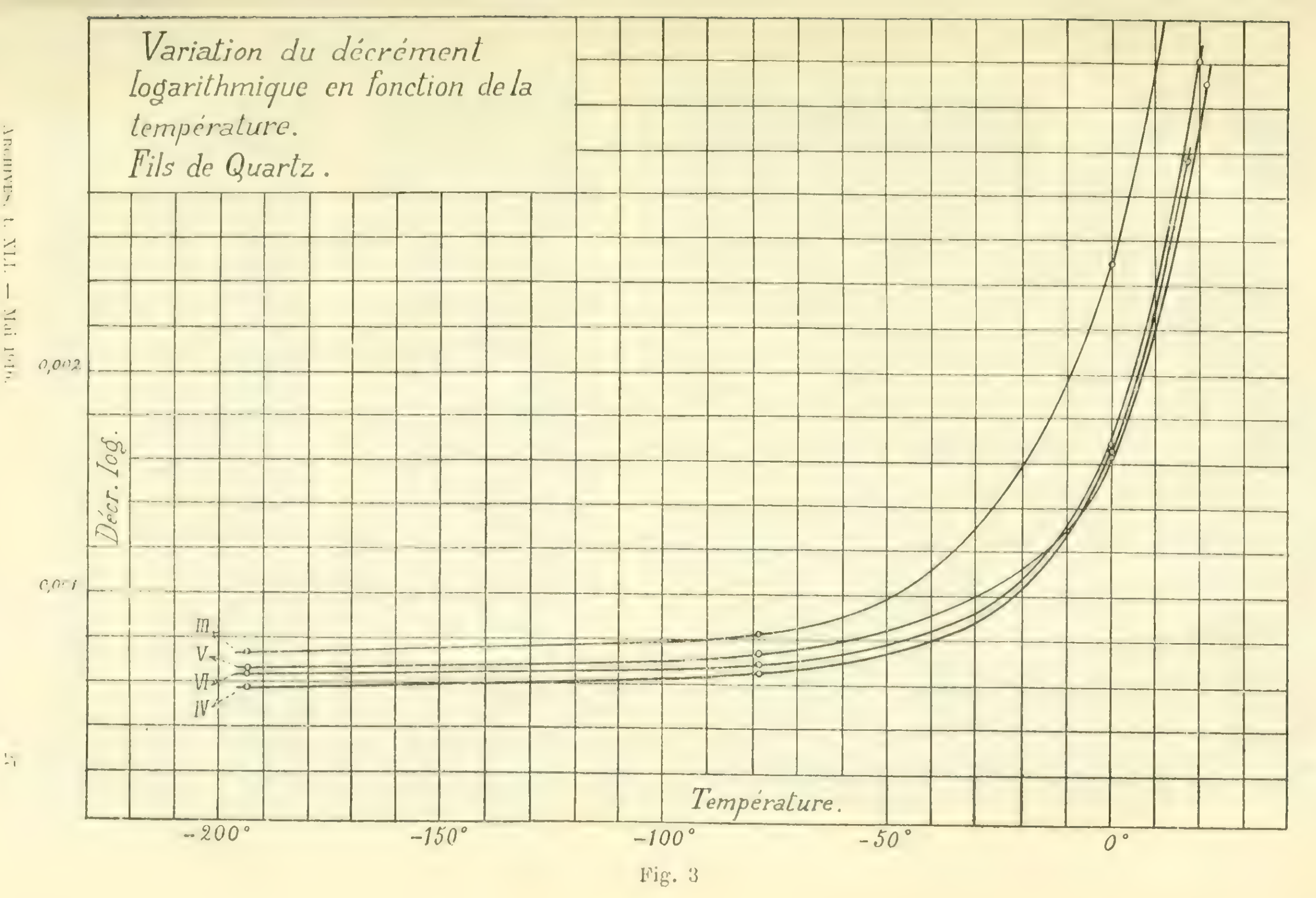

Variation du décrément
logarithmique en fonction de la
température.
Fils de Quartz.
Décr. log.
0,002
0,001
III
V
VI
IV
Température.
-200°
-150°
-100°
-50°
0°

Fig. 3

la salle. Ce second groupe de chiffres correspond à l'état définitif et sont par conséquent comparables. Les deux dernières lignes renferment les résultats obtenus en répétant les observations à —194° et à 0°. On reconnaît que ces valeurs s'accordent bien avec celles qui précèdent. Cela prouve que le fil, après avoir été porté à 194° ne subit plus de changement ultérieur de structure. Dans les courbes de la fig. 3 on n'a représenté que les valeurs définitives du décrément logarithmique.

Aucun des fils étudiés n'avait été utilisé antérieurement. Les quatre fils pour lesquels nous donnons les résultats avaient tous même longueur, celle qui nous était imposée par les dimensions de notre appareil (voir fig. 2), leurs diamètres par contre sont un peu différents. Ces fils se distinguent néanmoins par le fait suivant. Les fils III et IV avaient séjourné pendant plus d'une année dans le laboratoire; les fils V et VI par contre étaient fraîchement préparés ([1]). Cependant la variation du décrément en fonction de la température présente très sensiblement la même allure pour tous les fils; de plus, si l'on fait abstraction du fil III, on constate également qu'à la température de la salle et à zéro, le décrément est à peu près le même pour les différents fils.

Nos observations ne vérifient pas exactement la théorie de Boltzmann suivant laquelle le décrément logarithmique devrait être indépendant du diamètre du fil. Il faut toutefois noter que nos chiffres ne s'écartent pas beaucoup de ce résultat, et il est fort possible que le petit désaccord qui subsiste puisse être attribué au fait que la matière des différents fils n'est pas absolument identique, ou plutôt à ce que les fils n'ont pas une forme rigoureusement cylindrique.

Connaissant le décrément λ on peut calculer la quantité d'énergie dissipée pendant une oscillation du fil (voir chap. II, § 2). Cette perte d'énergie est exprimée par la formule (12) :

$$\varDelta P = 4\pi^2 \alpha_n^2 \lambda \frac{I}{T^2} .$$

[1]) Les fils de quartz nous ont été fournis par W. C. Heräus, Hanau.

En utilisant par exemple les valeurs relatives au fil IV à la température de l'air liquide, on a :

$$\alpha_n = 0{,}025, \qquad I = 897 \text{ gr. cm}^2,$$
$$\lambda = 0{,}00058, \qquad T = 1{,}5 \text{ sec.}$$

d'où :

$$\Delta P = 0{,}0057 \text{ ergs}.$$

Ce calcul présente un certain intérêt parce qu'il montre que la perte d'énergie est très petite [1]. On peut se demander même si cette faible dépense d'énergie ne doit pas être attribuée, en partie du moins, à d'autres causes qu'au frottement intérieur du fil. Il semble en effet difficile, sinon impossible, de protéger suffisamment le fil contre toute transmission de l'énergie des oscillations au support ; d'autre part, le frottement dû au résidu gazeux de l'appareil n'est peut-être pas absolument négligeable, de sorte que le chiffre indiqué représente en réalité la *limite supérieure* de la perte d'énergie attribuable au frottement intérieur à la température de l'air liquide pour l'oscillation considérée.

§ 3. *Influence de la période des oscillations.* — Pour les fils IV et V nous avons effectué des observations avec deux moments d'inertie différents, en maintenant pour le reste rigoureusement constantes les conditions de l'expérience, c'est-à-dire la charge supportée par le fil, le degré du vide et la forme extérieure du système suspendu. Nous avons utilisé les deux moments d'inertie :

$$I_1 = 897 \text{ gr. cm}^2 \qquad \text{et} \qquad I_2 = 3400 \text{ gr. cm}^2 .$$

Une première série d'observations était effectuée avec le petit moment d'inertie I_1, puis une seconde avec le grand moment d'inertie I_2. Nous avons alors répété à la température de la glace, l'observation des oscillations du fil, soumis à l'influence du plus petit moment d'inertie I_1, afin de vérifier l'absence de

[1]) C'est approximativement l'énergie de 1/2[illegible] de milligrammes tombant d'une hauteur de un millimètre.

toute déformation résiduelle et de tout dérangement de la suspension.

Les tableaux II et III et les courbes qui suivent résument les résultats de ces expériences.

Les courbes relatives aux deux moments d'inertie ne se superposent nulle part, mais elles se rapprochent beaucoup lorsque la température monte.

Il importe de rappeler à ce propos que d'après la théorie de M. W. Voigt [1], l'expression :

$$d = \frac{\lambda T}{2\pi^2} \text{ } [2]$$

doit être constante; cette théorie attribuant, comme nous l'avons déjà fait remarquer, une valeur constante au produit λT. Suivant Boltzmann [3] par contre, c'est le décrément logarithmique λ qui doit présenter une valeur constante quelle que soit la période T. On voit donc que ni l'une ni l'autre de ces théories ne semble s'appliquer rigoureusement aux fils de quartz, mais on reconnaît qu'aux températures élevées le décrément tend à se conformer à la théorie de Boltzmann, puisque les courbes relatives aux deux moments d'inertie tendent à se confondre dans ces conditions.

Aux basses températures, par contre, le décrément diminue sensiblement lorsque la période augmente; toutefois le produit λT n'est pas constant; il augmente en même temps que T (voir tableau IV). Il semble donc qu'aux basses températures, on tende à se rapprocher de la loi établie par M. Voigt; ce qu'avaient précédemment observé MM. C.-E. Guye et V. Fréedericksz dans des expériences sur des fils métalliques.

Remarquons d'autre part que M. Voigt lui-même a observé, dans des expériences faites avec des prismes, que le produit λT augmente avec la période des oscillations. La loi $\lambda T = \text{const}$ n'est donc certainement pas exacte, mais on serait tenté de lui

[1]) *Loc. cit.*, chap. I.
[2]) La constante d n'est autre que le rapport des deux constantes F et E, voir l'équation (8a).
[3]) *Loc. cit.*, chap. I.

Tableau II

Influence de la période sur le décrément logarithmique

Fil de quartz IV

$l = 18.5$ cm. ; $d = 0.55$ mm. ; $p = 1$ mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	$I_1 = 897$ gr. cm²		$I_2 = 3400$ gr. cm²	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
− 194°	1.500	0.00058	2.921	0.00046
− 79°	1.484	0.00064	2.901	0.00054
0°	1.477	0.00165	2.885	0.00157
ordinaire	17° 1.475	0.00296	19° 2.881	0.00308

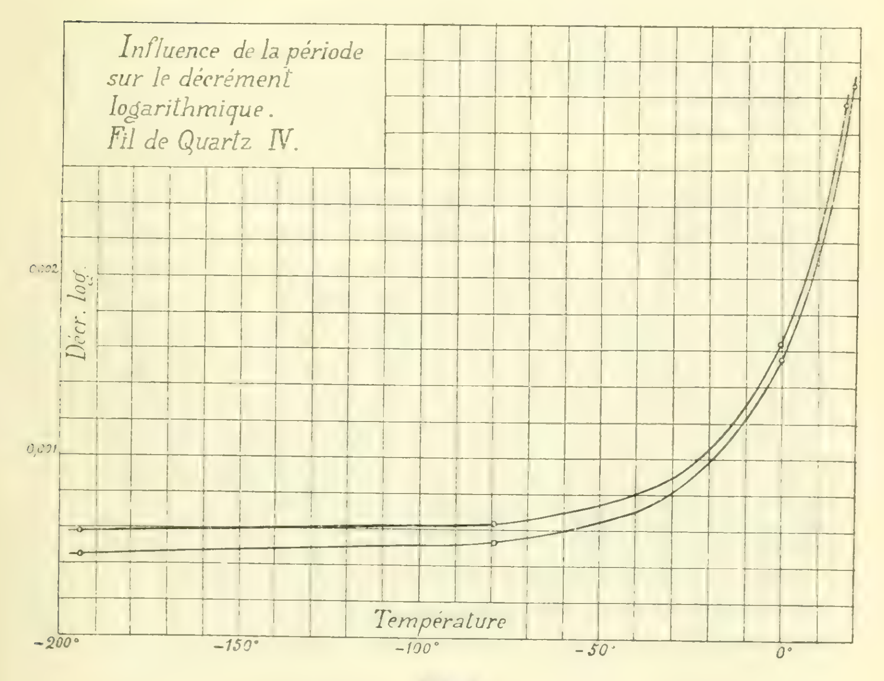


Fig. 4

TABLEAU III

Influence de la période sur le décrément lógarithmique

Fil de quartz V

$l = 18.5$ cm. ; $d = 0.49$ mm. ; $p = 1$ mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	$I_1 = 897$ gr. cm²		$I_2 = 3400$ gr. cm²	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
− 194°	1.897	0.00067	3.689	0.00057
− 79°	1.877	0.00072	3.666	0.00062
0°	1.866	0.00161	3.645	0.00156
21°	1.865	0.00331	3.643	0.00323

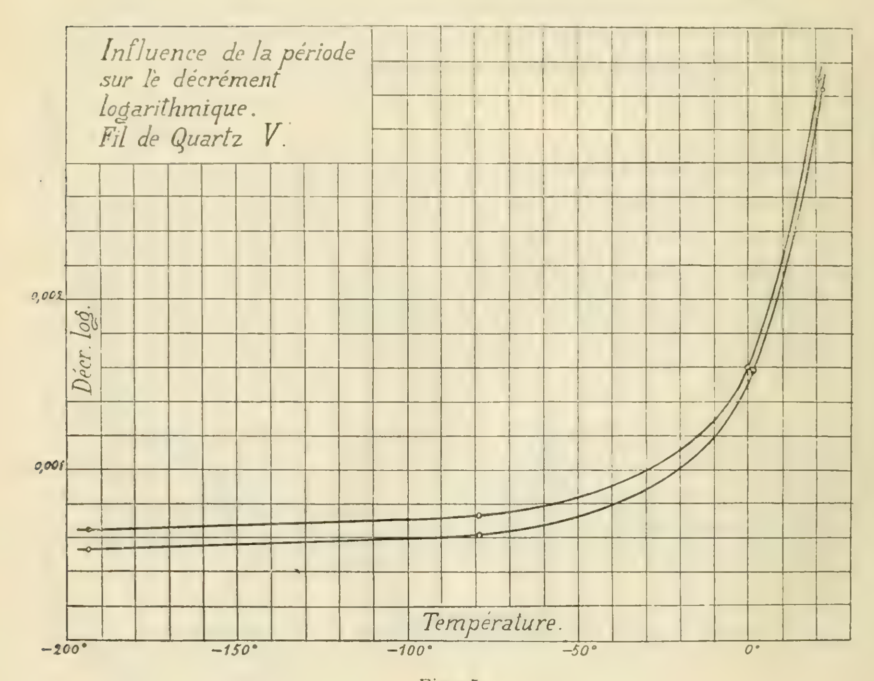


Fig. 5

attribuer la signification d'une loi limite applicable au « corps solide parfait ». Aux basses températures, les corps se rapprocheraient de l'état solide parfait, tandis qu'aux températures élevées les conditions de cet état ne se trouvent pas même approximativement réalisées. La loi de Boltzmann serait alors considérée comme une seconde loi limite qui s'appliquerait aux températures élevées.

Tableau IV

Température ϑ	Mom. d'inertie $I_1 = 897$ $I_2 = 3400$	Période T	Décr. log. λ	λT
+ 17°	I_1	1.475	0.00296	0.00436
	I_2	2.881	0.00288	0.00830
0°	I_1	1.477	0.00165	0.00243
	I_2	2.885	0.00157	0.00453
− 79°	I_1	1.484	0.00065	0.00096
	I_2	2.901	0.00054	0.00156
− 194°	I_1	1.500	0.00058	0.00087
	I_2	2.921	0.00046	0.00134

Si on se place au point de vue de la théorie d'un frottement intérieur fonction de la vitesse, on peut interpréter la façon dont le fil se comporte aux basses températures de la manière suivante : Si la durée d'oscillation augmente, la vitesse de déformation diminue. Envisageons le cas limite d'une durée d'oscillation infiniment grande, c'est-à-dire d'une vitesse de déformation infiniment petite. Dans ces conditions, le fil passerait successivement par une série d'états d'équilibre, et la transformation serait entièrement réversible, parce qu'à chaque instant les forces qui produisent la déformation seraient égales aux forces moléculaires qui s'y opposent. On n'aurait alors aucune dissipation d'énergie et par conséquent un décrément nul. A mesure qu'on s'éloigne de plus en plus de ces conditions limites, qui sont d'ailleurs irréalisables, l'irréversibilité de la transformation augmente, et se traduit par une

dépense d'énergie de plus en plus grande, et par un décrément λ qui va en augmentant.

Ces considérations sont analogues à celles qui montrent l'irréversibilité de tout cycle de transformation accompagné de phénomènes thermiques et parcouru avec une vitesse finie.

Le fait que le décrément λ augmente avec la rapidité des oscillations peut donc trouver son explication dans des raisons d'ordre thermodynamique. Il resterait à expliquer pourquoi cette augmentation serait beaucoup plus sensible aux basses températures qu'aux températures élevées.

Il est probable que l'établissement de l'équilibre se fait bien plus rapidement aux température élevées qu'aux basses températures. Ainsi par exemple la vitesse d'une réaction chimique devient double pour une élévation de température de cinq à dix degrés. L'élévation de la température modifie donc profondément les forces moléculaires, et on peut admettre qu'elle augmente beaucoup la rapidité avec laquelle les molécules passent d'une configuration à l'autre. On peut alors considérer comme « infiniment lente » une oscillation qui, aux basses températures, produit l'effet d'une oscillation rapide. Malgré cela, la dissipation d'énergie en valeur absolue est plus importante aux températures élevées qu'aux basses températures, mais cette grande perte d'énergie, qui se montre indépendante de la rapidité des déformations, peut alors être attribuée à une autre cause, l'importance de l'agitation moléculaire aux températures élevées.

D'ailleurs, pour élucider des phénomènes aussi complexes, il serait naturellement indispensable de compléter nos observations dans différentes directions. Il serait désirable, en particulier, en ce qui concerne les basses températures, de réduire davantage la vitesse de déformation, d'opérer avec des durées d'oscillation beaucoup plus grandes que celles qui ont été réalisées dans nos expériences. Toutefois la réalisation de ces expériences n'aurait pû être effectuée qu'en adoptant d'autres dispositifs ([1]).

([1]) Pour obtenir une plus grande durée d'oscillation il faut augmenter le moment d'inertie, mais l'exiguité de l'espace disponible ne permet

§ 4. *Influence de l'amplitude.* — Que l'on adopte la théorie de Boltzmann ou celle de Voigt, l'amplitude ne devrait avoir aucune influence sur le décrément dans nos conditions expérimentales. Les considérations que nous avons rappelées n'étant applicables qu'au cas des petites amplitudes. Cette condition restrictive est satisfaite dans nos expériences, puisque nous n'avons jamais eu des amplitudes supérieures à quelques degrés.

Nos expériences s'accordent donc avec la théorie en ce sens que *l'influence de l'amplitude sur le décrément est certainement très faible;* elles s'accordent de même avec la conclusion que C.-E. Guye et S. Vassileff [1] ont tirée de leurs observations sur des fils de verre à haute température, ainsi qu'avec nos propres experiences, faites également avec des fils de verre à plus basse température (voir chap. V, § 4).

Nous n'avons étudié l'influence de l'amplitude sur le décrément qu'à la température de la salle et à celle de la glace. Aux basses températures, le décrément logarithmique est tellement petit pour des fils de quartz qu'il faut étendre la durée des observations à plus d'une heure pour obtenir une diminution d'amplitude convenable.

Dans ces conditions l'étude de l'effet dû à une variation de

pas une très grande augmentation du rayon de giration du système suspendu; il faudra donc agir sur le poids du système. Mais d'autre part on ne peut augmenter la charge portée par le fil sans risquer de provoquer des déformations permanentes, à moins d'utiliser un fil de plus grand diamètre. Ce dernier procédé ne permet pas de profiter de l'augmentation du moment d'inertie, parce que la durée d'oscillation varie en raison inverse du carré du diamètre, donc en raison inverse du poids correspondant à la limite d'élasticité du fil. On voit qu'on ne peut faire varier de beaucoup le poids de l'équipage, ce qui restreint considérablement les limites de l'augmentation possible du moment d'inertie et de la durée d'oscillation.

En outre, si la durée d'oscillation était plus grande et le décrément plus petit l'inévitable transmission d'une certaine fraction de l'énergie, au support et aux objets environnants, présenterait vraisemblablement une importance relative de plus en plus considérable. Cette perte d'énergie est considérée comme négligeable tant que le frottement intérieur est relativement grand : mais si le décrément logarithmique est très faible, cet effet peut entraîner des erreurs dont la grandeur est difficile à évaluer.

[1]) *Loc. cit.*

l'amplitude rencontre des difficultés pratiques très grandes. D'ailleurs il eut été bien difficile avec notre dispositif (sauf dans le cas de la glace fondante), de maintenir rigoureusement constante la température pendant un intervalle aussi long, et d'autre part la chance d'intervention de perturbations extérieures, dont l'influence n'est peut-être pas négligeable aux basses températures, croît avec la durée des expériences.

Notons enfin que les erreurs de mesure, qui tiennent à l'impression photographique un peu diffuse produite par la trace lumineuse, ont une plus grande importance aux basses températures qu'aux températures élevées. En effet, si la température est basse, le décrément est petit, et par conséquent les amplitudes servant à sa détermination sont très peu différentes. L'importance relative de l'erreur d'appréciation devient alors considérable, et l'interprétation des très petites variations du décrément logarithmique qui résultent des observations devient aléatoire.

La table suivante indique, à titre d'exemple, les résultats des observations effectuées à la température ordinaire. Nous avons calculé le décrément λ pour vingt oscillations d'après la formule (9 *b*) :

$$\lambda = \frac{1}{20} \log \text{nat} \frac{\alpha_n}{\alpha_{n+20}}$$

et nous avons pris comme amplitude correspondante à cette valeur de λ la moyenne arithmétique des amplitudes de cet intervalle.

Tableau V

Variation du décrément logarithmique avec l'amplitude

Amplitude α_n	Décr. log. λ	Amplitude α_n	Décr. log. λ
1°50′	0.00419	1°12′	0.00413
1°41′	0.00419	1° 7′	0.00412
1°33′	0.00419	1° 2′	0.00413
1°26′	0.00416	0°57′	0.00413
1°19′	0.00416	—	—

On sait qu'à la température ordinaire le décrément λ est effectivement à peu près indépendant de l'amplitude pour les petites amplitudes.

§ 5. *Influence de la température sur la durée d'oscillation (variation du second module d'élasticité).* — Il a été constaté pour les métaux ([1]) et pour les verres ([2]) que la durée d'oscillation T diminue en général lorsque la température baisse. C'est le contraire que l'on observe pour les fils de quartz. D'après la formule (2) :

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{E}},$$

une augmentation de la durée d'oscillation correspond à une diminution du second module d'élasticité. Le tableau VI montre quelle est la variation de T avec la température pour tous les fils de quartz de nos expériences ; il en résulte que le module d'élasticité du quartz diminue lorsque la température baisse ([3]).

Tableau VI.

Variation de durée d'oscillations avec la température

TEMPÉRATURE ϑ	Petit moment d'inertie $I_1 = 897$ gr. cm²				Gr. mom. d'inertie $I_2 = 3400$ gr. cm²	
	Fil III T	Fil IV T	Fil V T	Fil VI T	Fil IV T	Fil V T
de la salle	1.791	1.475	1.865	1.905	2.881	3.643
0°	1.793	1.477	1.866	1.907	2.885	3.645
− 79°	1.798	1.484	1.877	1.915	2.901	3.666
−194°	1.811	1.500	1.897	1.930	2.921	3.689

La variation de la durée d'oscillation ne paraît pas suivre une loi linéaire : elle n'est pas la même pour tous les fils. Il

[1]) C.-E. Guye et H. Schapper, *loc. cit.*

[2]) C.-E. Guye et S. Vassileff, *loc. cit.*

[3]) C.-E. Guye et V. Fréedericksz ont observé une variation de même sens pour le second module d'élasticité du quartz.

semble même que l'augmentation de T est un peu plus grande lorsque les oscillations sont plus rapides (voir les fils IV et V). Il convient cependant de ne pas insister sur ce dernier point vu le peu de précision des expériences.

En comparant les durées des oscillations observées aux plus basses températures avec celles qu'on trouve à zéro, on obtient les rapports suivants :

$$\frac{T_{-79}}{T_0} = 1{,}003 \text{ à } 1{,}006 \qquad \text{et} \qquad \frac{T_{-194}}{T_0} = 1{,}010 \text{ à } 1{,}017.$$

(A suivre.)

QUELQUES RECHERCHES SUR LE VOLCANISME

SEPTIÈME PARTIE (SUPPLÉMENT) [1]

ACTION DE LA VAPEUR D'EAU A HAUTE TEMPÉRATURE

SUR LES ROCHES ÉRUPTIVES

PAR

Albert BRUN

Il est important de connaître l'action de l'eau sur un magma éruptif en fusion.

En effet, si une action chimique existe entre le magma et l'eau, cela implique le fait que, dans les multiples réactions qui se passent au moment de l'éruption, il y en a au moins une qui est limitative de la quantité d'eau possible intra-magmatique.

J'ai déjà indiqué, dans mes publications précédentes, que si cette réation était géologique, il se formerait des oxydes fixes qui resteraient dans le magma, tandis que les composés volatils CO_2, CO, HCl, $ClNH_4$ s'échapperaient.

L'action de l'eau se réduirait donc à une oxydation du magma, qu'il faudrait pouvoir constater dans la nature, si la théorie aqueuse était vraie.

Je m'étais précédement, surtout basé sur les combinaisons accessoires, chlorure de fer, fluorure de silicium, carbone ; je n'avais pas étudié ce qui se passe entre l'eau et les silicates. La présente publication vient combler cette lacune. Je vais

[1] Pour les six premières parties, voir *Archives*, années 1905 à 1912. Quelques recherches sur le Volcanisme, etc.

étudier plus spécialement l'action de l'eau sur le magma silicaté dans son ensemble, et sur le silicate ferreux en particulier.

Mode opératoire

Le principe de la méthode est celui-ci :

Chauffer la lave du volcan à une température déterminée : faire arriver à ce moment sur elle, de la vapeur d'eau, à une pression connue et récolter les produits gazeux ou solides de la réaction. L'appareil se compose d'un tube laboratoire, d'une ampoule à eau, d'un baromètre et de la pompe à mercure destinée à faire le vide et à retirer les gaz.

Le tube laboratoire, en silice fondue. fermé à un bout, a 70 cm. de longueur, 25 à 28 mm. de diamètre. Il est doublé de platine dans la portion destinée à contenir la roche en fusion.

Le chauffage a lieu électriquement, ou par un four à gaz, arrangé de telle sorte qu'aucun gaz du foyer ne peut entrer en contact avec le tube.

Ce tube laboratoire est relié à une ampoule munie d'un robinet ; cette ampoule contient de l'eau privée de ses gaz.

Lorsqu'on ouvre le robinet, l'eau s'écoule du côté de la roche en fusion ; elle se volatilise du reste bien avant d'arriver à son contact. Un baromètre est soudé sur le trajet des tubes qui relient cet ensemble à la pompe à faire le vide.

Les liaisons non soudables sont faites au ciment hydraulique recouvert de lames de caoutchouc serrées par enroulement. Ce mode de fermeture est le seul tenant le vide à la température de 100 à 110°.

Mon expérience se faisait comme suit :

Tout d'abord, la roche chauffée seule est débarrassée de ses gaz magmatiques qui sont extraits par la pompe. Une fois la température obtenue, on ouvre le robinet de l'ampoule : l'eau s'écoule. Il se fait une petite explosion, et brusquement la pression monte ; le baromètre en donne la valeur. Cette pression resulte : de la pression de la vapeur d'eau à la température du point de l'appareil qui a la température la plus basse, et, de la pression des gaz formés.

Pour connaître ce qui concerne l'eau, les tubes ont une courbure en V un peu renflée, qui peut se plonger dans un bain, ou chaud ou froid. Lorsque la pression n'augmente plus, on plonge le V dans un mélange réfrigérant, les traces de vapeur d'eau se congèlent et l'on retire les gaz à peu près secs. Cette eau congelée est alors extraite afin d'être analysée à part.

A l'aide de cet appareil. la réaction peut s'étudier dans tout le domaine des températures dont on dispose, et dans celui de pressions pouvant aller jusqu'à 720—740 mm. de mercure.

Pour expérimenter à une pression supérieure, il est préférable de chauffer la roche dans un courant de vapeur d'eau; la pression totale est donnée par la hauteur barométrique ajoutée à la profondeur à laquelle l'orifice du tube de dégagement plonge dans le mercure. La roche est chauffée dans un long tube en silice, recourbé deux fois, dont l'extrémité effilée de dégagement débouche sous le mercure, en dessous d'un tube (aussi en silice) plein de mercure ou d'eau boullie.

Cette éprouvette de réception est épaisse, afin de résister aux chocs que provoque la brusque condensation de la vapeur. De plus, elle doit être refroidie par un courant d'eau froide. On ne risque pas de ruptures, grâce à la nature du verre de silice.

Remarques sur les Composés solides et Gaz produits dans la réaction

Pour toutes les laves étudiées, la décomposition de l'eau par la roche commence vers 750°, quelle que soit la pression de la vapeur d'eau. La quantité des gaz et la vitesse de leur formation, augmente avec la température et la pression.

Les substances les plus sensibles à l'action de l'eau sont attaquées les premières. Le carbone et les hydrocarbures sont attaqués avec formation de CO, CO_2 et H_2 libre. Le soufre donne SO_2 (à forte pression on a H_2S traces).

Les chlorures donnent HCl, qui avec les azotures, forme NH_4 Cl. L'excès du HCl se retrouve dans l'eau condensée qui a une réaction acide.

Le silicate ferreux subit deux actions simultanées: celle du

chlore et celle de l'eau. La première volatilise du chlorure de fer immédiatement transformé en Hématite ; la seconde oxyde directement le silicate ferreux en fournissant le Spinelle magnétique noir (Fe_3O_4).

1° La volatilisation du fer est si intense que le tube est bientôt tapissé d'un vernis d'hématite. Jamais un phénomène semblable n'a lieu avec la roche seule. Il suffit d'une quantité d'eau égale au demi-millième du poids de la roche pour amener une genèse d'hématite tellement grande que l'on doit considérer que la vapeur d'eau joue le rôle d'un excitateur d'un genre particulier. Notons en passant que les cratères présentent des chlorures et non pas des oxydes de fer.

2° Le silicate ferreux suroxydé reste dans le magma et le colore d'une manière intense. Cette coloration est d'autant plus remarquable que la roche mise en expérience est plus pâle. Les ponces blanches des volcans acides (Lipari, Santorin, Gata), deviennent en peu de minutes si foncées, brunes ou noires, que jamais un geologue ne les prendrait, à première vue, pour des pierres ponces.

Pour ce qui concerne les substances plus volatiles, il faut noter encore un dégagement de salmiac, proportionnellement aussi remarquable par son abondance, que celui du fer.

Les gaz sont : CO_2, CO, SO_2 HCl et surtout l'Hydrogène libre H_2. Ce dernier est toujours en grand excès, surtout dans les dernières portions formées, une fois que les autres composés susceptibles d'être gazéifiés sont éliminés.

Il va sans dire que si la lave (basalte) contient du fer métallique, rien n'est changé à la marche de la réaction, qui a lieu comme pour le silicate ferreux.

Il est facile de démontrer que la première action de la vapeur d'eau est de libérer les oxydes du carbone.

En faisant agir sur la lave, successivement de très petites quantités d'eau, soit $1/2$ à un millième du poids de la roche, l'on obtient tout d'abord des gaz riches en CO_2 et CO, puis finalement seulement du H_2 avec encore un peu d'azote.

Les lois de l'équilibre chimique, peuvent s'appliquer à cette oxydation qui a de l'analogie avec celle du fer, et celle industrielle, du carbone, dont les marches sont connues.

Lorsque la pression de la vapeur d'eau est petite, 10 à 20 mm. de mercure, l'on s'aperçoit très bien que la réaction se ralentit, lorsque la pression de H_2 arrive à une certaine valeur. Mais il n'est pas certain que ce ralentissement soit de même nature que celui qui a lieu dans le système Eau-Fer métallique étudié par Sainte-Claire-Deville et Debray. Dans ce système, il y a arrêt réel de la réaction, ce qui ne semble pas avoir lieu avec la lave. En effet, il suffit de renouveler les surfaces d'attaque, pour que la réaction reprenne. Cela peut s'expliquer par le fait que la pénétration de la vapeur, au travers des couches de silicate vitreux, se fait lentement.

Tout d'abord, la première surface réagit, ce qui donne une poussée des gaz, puis ensuite ceux-ci ne résultent que de la lente pénétration de la vapeur au sein du grain de silicate chaud, ou du verre en fusion. Comme qu'il en soit, et toujours, la quantité des gaz obtenue est beaucoup plus considérable que celle qui a formé dans la nature les ponces les plus légères, à la même température. Même en réaction ralentie ou limitée, l'on obtient 6 à 8 litres de gaz pour une lave qui dans la nature en a donné $^1/_3$ pour former sa ponce (réduits à 0° et 760 mm.).

La lave du Kilauea peut donner assez rapidement 12 à 15 litres par kilogramme. Une pareille quantité suffirait pour projeter dans l'espace tout le lac de lave du Kilauea, à l'état de cendre fine. Bien au contraire, ce lac est en état de fusion assez tranquille. Il est bien entendu que tous ces raisonnements impliquent la comparaison faite entre les deux phénomènes, à la même température et dans le même état physique d'agrégation.

En effet, une lave qui, comme celle du Vésuve en 1904, a cessé d'émettre des gaz à la température de 984°, se trouve dans un état de faux équilibre. Chauffée plus haut 1200°, l'émission se renouvelle. On sait que: « L'on peut toujours abaisser suffisamment la température d'un système chimique, pour que ce système demeure à l'état de faux équilibre » ([1]).

L'introduction de vapeur d'eau rompt cet état de faux équilibre, provoque une nouvelle formation de corps volatilisables

[1]) Duhem, Leçons de thermodynamique, page 456.

à une température, à laquelle la lave seule, voit ses réactions gazeuses arrêtées. Il est facile de comprendre qu'une enclave pourrait jouer le même rôle. Ceci montre quelle est la complexité du phénomène.

J'ajoute encore que l'état d'agrégation physique des cristaux, ou fragments de cristaux, et du verre, a aussi une importance manifeste. Quelques expériences exécutées dans cet ordre d'idées, m'ont donné des résultats intéressants qui pourraient trouver leur application dans la recherche de la cause du *rythme volcanique* à très courte période.

Analyses

Voici un certain nombre d'exemples qui fixeront les idées à l'égard de la composition des gaz engendrés par la réaction qui nous occupe. J'ai choisi les roches des volcans connus dont j'ai déjà parlé dans ce recueil [1].

Krakatau. — Ponce andésitique très blanche, récoltée sur l'île.

a) Chauffage dans un courant de vapeur. Pression 740 mm., température 800°.

Les gaz contiennent

CO_2	22.8
CO	absence
H_2	77.2
	100.0

Il y a une abondante formation d'Hématite. Le HCl se retrouve dans l'eau condensée. La ponce est devenue d'une coloration très noire.

En poussant la température à 950°, c'est-à-dire fusion complète du verre, les mêmes gaz se forment.

b) L'obsidienne du même volcan est fondue à 1000°, dans une cellule de silice fermée, en présence de sa propre eau. La pression atteint un peu plus de 3 atmosphères (calculée) presque 4.

[1]) Voir aussi: Recherches sur l'exhalaison volcanique At. Brun, Genève, Paris, 1911.

Le verre fondu est brun rougeâtre avec facules d'Hématite superficielle. Dans la portion la moins chauffée de la cellule se trouve un anneau noir d'un oxyde de fer.

Cabo de Gata. — Obsidienne filonnienne verdâtre, un peu hydratée: titrant 73,6 % SiO_2, 2,5 % FeO, 5,6 % H_2O; contient des grains de quartz craquelés et en partie digérés. Fondue en présence de sa propre eau, elle donne 2 litres de HCl. Les gaz privés de HCl ont la composition suivante

CO_2	18.8
H_2	81.2
	100.0

Le silicate restant dans le tube *est noir*. L'expérience montre que pour 180 cc. de HCl, il y a 55 de CO_2. En faisant en sorte de volatiliser toute l'eau de la roche, celle-ci perd encore à la fin du chlore libre.

Vésuve. — Lave de septembre 1904.

J'ai arraché cette lave en fusion à la coulée qui s'échappait d'un cône adventif dans l'Atrio del Cavallo. La roche était à la température de 984°. Elle émettait lentement quelques bulles de salmiac en fumées blanches.

Refondue encore une fois au creuset, elle perd encore un peu de substances volatiles. Soumise alors à l'action de la vapeur d'eau, elle fournit une démonstration très élégante du rôle excitateur de ce corps à l'égard des substances encore virtuellement volatilisables. Afin de se placer dans les conditions d'un magma hydraté ne perdant son eau qu'à haute température, j'ai utilisé la propriété qu'a le talc de se déshydrater seulement vers 800°.

La lave fondue d'abord au creuset, est broyée avec un poids de talc calculé pour que l'eau qui se dégage forme les 11 dix-millièmes du poids de la roche. Il se dégage tout d'abord 1800 cc. de gaz par kilogramme; de plus, un abondant anneau d'Hématite et de Spinelle noir tapisse le tube; enfin 250 milligrammes de salmiac par kilogramme sont aussi volatilisés. Soit, six fois plus de gaz et douze fois plus de salmiac que n'est capable d'en dégager la roche primitive, chauffée seule. L'Hématite non plus ne se forme jamais avec la roche chauffée seule et ce minéral ne se remarque pas sur le terrain.

La composition des gaz est, sans tenir compte d'une partie du HCl retenue par quelques gouttelettes d'eau condensée :

HCl	5.0
CO_2	62.0
CO	7.5
SO_2	1.5
H_2	10.0
N_2	14.0
	100.0

La roche ayant subi cette première action de la vapeur d'eau *est reprise et soumise à une seconde opération identique à la précédente.* Il se forme beaucoup moins d'hématite, peu de salmiac, mais la quantité des gaz augmente fortement 2440 cc.

Les gaz, sans tenir compte d'une petite trace de HCl retenue par de fines goutelettes d'eau condensée sont :

HCl	traces
SO_2	absence
CO_2	32.3
CO	21.4
H_2	46.2
N_2	traces
	99.9

L'on remarque immédiatement l'augmentation du titre en H_2. Somme toute, de faibles quantités d'eau suffisent ici pour provoquer le départ de quantités considérables de fer, de chlore, de salmiac et de gaz.

Si l'on tient compte que ces réactions sont rapidement achevées, on peut dire que la lave du Vésuve jouit d'un pouvoir destructeur vis-à-vis de l'eau.

Cette lave coulante que j'ai étudiée à l'Atrio del Cavallo en 1904, était donc sèche. A la bouche, il n'y avait aucune flamme d'hydrogène, aucune formation d'hématite. Le petit cratère neuf, tout voisin, en était aussi indemne que la bouche. Notons que malgré la richesse en chlorures et en fer des laves du Vésuve, *ce volcan ne présente pas l'hématite comme minéral ordinaire.* Les minéraux rejetés en 1906, par la destruction du cône, furent surtout des chlorures divers, en blocs souvent de quelques kilogrammes ; sans compter des masses considérables de roches salées.

Kilauea. — Ce volcan a donné lieu à divers travaux. Je vais m'occuper tout d'abord de la génération des gaz, et plus loin, je montrerai ce qu'il faut penser des recherches effectuées par les chimistes de l'Institut Carnegie à Washington.

La lave du Kilauea chauffée seule, donne en général $^1/_3$ de litre de gaz par kilogramme.

J'ai fait quelques expériences sur un échantillon retiré du lac de lave fondue, par M. Frank, A. Perret. M. Perret a décrit dans l'*American Journal of Science*[1] la façon dont il s'y est pris pour extraire de la lave en fusion hors du lac. Une partie de ce précieux échantillon m'a été obligeamment remise par ce savant. Les autres roches ont été recueillies par moi-même.

Le tableau ci-dessous résume les analyses (A et B ont déjà été publiés dans l'*American Journal of Science,* même article que celui de M. Perret déjà cité):

	A	B	C	D	E	F	G
SO_2	26.2	0.25	—	Gaz combustibles avec grande flamme	—	0.3	traces
CO_2		19.4	10.0		15.0	29.4	22.5
CO	5.0	6.4	Gaz combustibles		absence	15.0	13.7
H_2	68.0	74.0			85.0	50.0	34.7
N_2	0.4	traces			traces	5.6	29.1
	99.6	100.05	100.0		100.0	100.3	100.0

A. Lave du lac, privée au préalable de ses gaz magmatiques restants, par fusion complète dans le vide : Pression 500 mm. ; température 1000° ; quantité obtenue 6000 cc. par kilogramme.

B. Exactement mêmes conditions. Expérience rapide : Quantité obtenue 4000 cc. par kilogramme.

C. Expérience de contrôle : Température poussée à 1170°. Recueilli les gaz se dégageant à cette température.

D. Expérience de contrôle : Pression 300 mm. ; température 1250° à 1300° ; quantité obtenue 5050 cc. par kilogramme.

E. Lave chauffée dans un courant de vapeur d'eau ; pression

[1]) *American Journal of Science :* Volcanic Research at Kilauea on the summer of 1911. Frank. A. Perret, November 1913.

745 mm.; température 1150° à 1175°; quantité non mesurée, mais considérable.

F. Pression 300 mm.; température 930° à 950°.

G. Mêmes conditions que *F* mais expérience très rapidement conduite.

Dans l'eau condensée, l'on retrouve un peu de HCl et un peu de SO_2. Mais la roche est pauvre en chlore. L'eau condensée a toujours une réaction acide.

Voici quelques autres analyses où les conditions ont un peu changé :

H. Expérience plus prolongée; donne 15 litres de gaz par kilogramme. Echantillon prélevé vers le milieu du plancher de la Caldeira. Les gaz fractionnés donnent :

1° portion H_2 23 % 2° portion H_2 60 %

I. Un autre échantillon du plancher de la Caldeira est broyé et chauffé avec du talc, comme cela a été fait pour le Vésuve. La proportion d'eau fut de onze dixmillièmes. La lave contenait encore ses gaz magmatiques résiduels.

Il se forme un abondant anneau d'Hématite (moins fort que celui du Vésuve et en rapport avec la teneur en chlore). Il distille un bitume soufré. On recueille 2 litres de gaz, c'est-à-dire dix fois plus que n'en donne le même échantillon chauffé seul. Il n'y a pas assez d'eau pour attaquer tout le bitume dont la portion non oxydée distille. Ces gaz contenaient :

CO_2	42.2
CO	22.5
H_2	35.5
	100.2

On voit que plus de un millième d'eau n'est pas suffissant pour oxyder seulement le bitume.

Passons maintenant au minéral basaltique par excellence, le Peridot. Mais auparavant, je donne comme comparaison l'analyse des gaz qui résultent de l'action de l'eau sur un silicate ferreux pur, ne contenant ni carbone ni soufre, ni chlore : la ripidolite.

Ripidolite

de la moraine du Glacier du Rhône, au pied du Galenstock. Chauffée avec sa propre eau, donne 6600 cc. de gaz par kilogramme, qui est de l'hydrogène pour ainsi dire pur.

H_2	96.1
N_2	3.9
	100.0

Passons maintenant aux Peridots.

Peridots.

Je pensais avec ce minéral, n'obtenir que l'action de l'eau sur le silicate, comme c'est le cas pour la ripidolite. Il n'en fut rien. Ce silicate, quoique purifié et en cristaux, fournit autant de carbone, de bitume, et souvent plus, que la lave prise dans sa totalité. Tous les peridots, chauffés seuls, ont laissé distiller du bitume accompagné de CO_2 et CO. Mais ce minéral présente un grand avantage : n'étant fusible que vers 1730°, il peut être soumis à une température de 1300° pendant 60 à 80 minutes sans se déformer. L'on a ainsi, à très haute température, une grande surface d'attaque. L'on obtient de très grandes quantités de gaz pouvant être quasi théoriques (d'après la teneur en FeO).

Les expériences définitives ont été faites avec deux peridots différents :

1° Peridot du Koko Head, Ile Oahu (Sandwich), que j'avais récolté en abondance dans le cratère égueulé par la mer. Les vagues avaient lévigué les lapillis et laissé un sable formé presque uniquement de ce minéral en petits cristaux, très brillants, très nets, à arêtes encore vives ; couleur jaune pâle à peine verdâtre. Ces cristaux lavés et triés fournissent un excellent matériel d'étude.

Leur titre en FeO est de 9 à 10 % et quelques impuretés.

2° Peridot du Dreyser Weiher : masses granuleuses d'enclaves dans le basalte. Cristaux sans arêtes, coloration verdâtre-bleuâtre ; poussière jaunâtre-verdatre pâle. Contient : SiO_2 41.88, FeO 9,09, MgO 49,50. Point de fusion 1730°.

C'est le même matériel qui m'avait servi pour la détermination du point de fusion de ce minéral [1].

A. Peridot du Koko Head: Pression de la vapeur 20 mm., température 900°.

B. Peridot du Koko Head : Pression 745, température 1200 à 1250°.

C. Peridot du Dreyser Weiher débarrassé de son bitume et de ses gaz par un premier chauffage dans le vide, puis soumis à la vapeur d'eau. Pression 400 mm., température 1100°.

D. Mêmes conditions que pour *C,* pression 300 mm., température environ 1100°.

E. Peridot du Koko Head: Pression 750 mm., température 1000 à 1100°.

F. Le Peridot ayant servi à *E* est maintenu dans la vapeur d'eau et la température est portée à 1300°.

G. Peridot du Dreyser Weiher débarrassé de ses gaz par chauffage dans le vide, puis ensuite chauffé avec du talc. Pression de 100 à 120 mm., température 900 à 950°.

	A	B	C	D	E	F	G
CO_2	33.3	3.5	12.7	9.7	3.2	1.8	19.5
CO		1.1	absence	4.1	9.7	9.6	10.2
H_2	66.6	95.4	84.1	72.2	81.0	82.9	57.1
N_2	—	—	3.1	14.1	6.0	5.5	13.0
	99.9	100.0	99.9	100.1	99.9	99.8	99.8

Dans toutes les expériences faites, le peridot est devenu *très noir.*

Applications a la Théorie Volcanique

Les analyses ci-dessus vont me permettre d'aborder, avec plus de force que je n'avais pu le faire jusqu'à aujourd'hui, deux points encore en discussion, savoir :

1° L'absence d'altération aux roches du cratère.

2° Les gaz hydratés du Kilauea.

[1]) *Archives,* décembre 1904. Point de fusion des minéraux.

1° *Absence d'altération*

Il est impossible d'admettre que des quantités appréciables d'eau ayant pu, à haute température, être véhiculées avec un magma, sans laisser sur celui-ci ou sur sa gaine, des traces de leur présence.

L'oxydation par la vapeur d'eau me semble tout à fait générale. Pour m'en convaincre définitivement, j'ai procédé à un grand nombre de vérifications sur les roches éruptives les plus diverses. Un fragment de ponce blanche de 50 c³ de volume devient toujours coloré jusque dans son intérieur.

Les ponces de Lipari deviennent noires ou gris-noir ; celles de Santorin, suivant la durée d'exposition à la vapeur, deviennent jaunes, brunes ou noires-brunes. La ponce et la cendre du Kloet (Java), quoique riches en fer, sont d'une blancheur remarquable. Eh bien ! en trois minutes, dans la vapeur d'eau à 1000° environ, ces produits volcaniques deviennent noirs avec une pointe de brun, tellement foncés que leur poudre fine est noire. Ce changement de couleur est extraordinairement rapide.

L'obsidienne de Cabo de Gata, et bien d'autres encore, fondues avec leur propre eau deviennent noires. Dans un courant de vapeur, elles se recouvrent d'un vernis d'hématite brune [1].

Une élégante variation aux expériences est celle-ci : On creuse dans un bloc de pierre ponce un trou obturé à sa base ; on injecte, au fond de cette sorte de cheminée en miniature, un courant de vapeur d'eau à 1000° ou 1100°, et en très peu de minutes ses parois deviennent rouges.

On peut aussi projeter la vapeur sur une plaque plane de ponce blanche ; au point d'impact il se fait la tache d'oxyde. Le changement de couleur est si rapide qu'en peu de minutes on obtient plusieurs taches colorées [2].

Enfin les peridots sont dans la nature d'un blond pâle, à peine verdâtre. Ils sortent au contraire du four à expérience complètement noirs.

[1]) Donc les obsidiennes naturelles hydratées ont acquis leur eau *a posteriori*.

[2]) Cette expérience pourrait être utilisée dans une conférence.

Or la formation d'oxyde de fer a lieu d'une façon positive à une pression de 3 à 4 atmosphères, ainsi que l'expérience le montre ([1]) (Krakatau). Par conséquent, pendant toute la durée qui s'écoule entre le moment où la bulle de gaz est soumise à cette pression jusqu'à l'instant où elle débouche à l'air, cette réaction a lieu, et elle se continue à la pression ordinaire.

Enfin les gaz chauds, qui filtrent au travers des lapillis du cône ou des fentes, à la pression ordinaire, ont tout le temps de provoquer toutes les réactions chimiques qui sont possibles, ainsi que cela se constate aisément sur le terrain.

L'on sait combien les ponces blanches sont répandues dans le monde entier. Leurs amas sont souvent énormes, le Krakatau et le Santorin sont des exemples classiques.

Les basaltes, en coulées parfois gigantesques, ont toujours leur peridot d'une pâleur bien connue.

On peut donc écrire que : *La blancheur des ponces et la pâleur des peridots, sont incompatibles avec la vapeur d'eau à haute température,* par conséquent *le phénomène éruptif anhydre est universel.*

La théorie aqueuse est impuissante à expliquer rationnellement ces faits. Tout au plus pourrait-elle avancer qu'il n'y a pas assez d'eau pour altérer les ponces. Ce qui reviendrait à avouer, avec réticences, ce que je soutiens.

Mais je ne suis pas seul à admettre que l'éruption n'altère pas les gaines cratériennes. M. W. Lowthian Green ([2]) avait déjà dans une brochure publiée en 1887 à Honolulu (Vestige of the molten globe), annoncé que, du moment que l'eau altère les roches et que cette altération n'existe ni au cratère ni dans la lave, le cratère du Kilauea n'émettait pas d'eau.

[1]) J'ignore totalement ce qui peut se passer sous de très fortes pressions; cependant je pense que, à une pression plus grande que 4 atmosphères, l'oxydation peut encore avoir lieu. Des obsidiennes hydratées et chauffées dans une enveloppe de fer, de façon à faire éclater celle-ci, donnent une ponce grise et non pas blanche comme la naturelle.

[2]) W. Lowthian Green (1819 1890), naquit à Londres, vint s'établir en 1848 aux Sandwich où il occupa des charges importantes. Certaines de ses publications géologiques ont eu du retentissement.

Voir aussi « Recherches », op. cit., pages 176.

J'ignorais complètement cette publication, qui n'est venue à ma connaissance que par le travail de MM. Day et Shepherd, et seulement en 1914. Indépendamment de Green, j'ai répété exactement la même obseration, au même volcan, en 1910, et je l'ai mentionnée dans mes « Recherches », page 251, sous le titre de « bordure rouge ».

Voici la remarque faite par M. Green :

...« and that as a matter of fact they do not seem to come up with them from below, whilst the basic minerals themselves give no indications in the main eruption, of having been in contact with water, highly susceptible as they are, to such an influence ».

On voit combien l'expérience faite avec les peridots donne raison à ce perspicace observateur !

MM. Day et Shepherd([1]) de l'Institut Carnegie à Washington ont aussi étudié le Kilauea. Ne voulant pas accepter les conclusions de Green et les miennes, mais sentant toute l'importance de nos observations, ces messieurs n'ont rien trouvé de mieux, que nier purement et simplement, l'action de l'eau à 1100° sur les laves et « basics minérals ».

C'est un procédé fort simple pour échapper à une difficulté !

Ces messieurs ont publié dans leur travail, qu'ils ont fait une expérience, et que : « the results appears to support our wiew, for after several ours of the most intimate contact between the gaseous H_2O and the lava no chemical change whatever could be detected either in the « basic minerals » or the water, etc...»

Je ne sais que penser de cette expérience, qui laisse planer quelques doutes sur la rigueur des travaux publiés par le laboratoire de Washington ?

Je ne pouvais pas laisser s'accréditer, sans protester, une affirmation aussi dénuée de sens vulcanologique. Les expériences que je viens de citer sont très faciles à renouveler. Je pense qu'elles convaincront les géologues ([2]).

[1]) Arthur L. Day et E. S. Shepherd, Water and Volcanic activity. *Bullet. of. Geol. Soc. of America*, 16 décembre 1913.

[2]) Il semble que les géologues américains commettent un peu souvent de singulières erreurs, qu'ils ont la prétention de vouloir imposer aux savants européens. M. le professeur M. Lugeon a eu l'occasion d'en

J'ajouterai encore une remarque à l'égard des scories rouges qui se rencontrent dans un certain nombre de cratères.

Ces scories rouges résultent de l'action postvolcanique d'eaux chaudes acides, à une température telle, que le fer ne peut pas se volatiliser; ils sont l'équivalent de la bordure rouge dont j'ai parlé ci-dessus. Notons encore que certaines « cordes » et scories peuvent être oxydées en rouge par l'action atmosphérique, à chaud.

2° *Les gaz hydratés du Kilauea*

MM. Day et Shepherd (op. cit.) ont retiré du cratère du Kilauea des gaz hydratés qu'ils déclarent être magmatiques. On a vu ci-dessus avec quelle facilité l'eau est décomposée par la lave de ce volcan. J'ai aussi insisté (Recherches, pages 162 et 169), sur le fait que les graviers des solfatares voisines de ce cratère fournissent à la chauffe beaucoup d'hydrogène libre. J'ai rendu attentif au fait que H_2 libre est souvent le résultat de perturbations, et qu'il est alors dû à des phénomènes étrangers à ceux qui se passent dans le *magma vrai*.

Les savants américains n'ont pas tenu compte que trois causes différentes peuvent fournir l'eau et l'hydrogène qu'ils ont recueillis, à savoir : action d'une eau extérieure sur la lave incandescente, réchauffement de graviers solfatariens et digestion d'une enclave profonde [2].

J'ai aussi montré, en 1910, que l'exhalaison générale du cratère deshydrate l'atmosphère. Ne pouvant pas nier ce fait, les chimistes de l'Institut Carnegie cherchent à expliquer comment une exhalaison hydratée, qui laisse condenser de l'eau à la température ordinaire, peut encore deshydrater l'atmosphère ambiante, elle aussi à la température ordinaire (op. cit., p. 578).

relever quelques-unes. Il écrit, page 20 de sa publication sur les « Hautes Alpes calcaires », 1914, fasc. I. : « .....si les résultats de la « physiographie » de nos confrères américains les amène à des conceptions si étranges, on peut se demander ce qu'il en est des travaux faits sur leur territoire.... ».

[2]) Les enclaves en voie de digestion ne sont pas rares au Kilauea; l'on observe fréquemment sous le microscope de gros peridots anciens arrondis et corrodés.

Je ne suivrai pas ces messieurs dans cette discussion, où la fantaisie joue un trop grand rôle.

Les mêmes auteurs admettent que. comme qu'il en soit, l'hydrogène et le gaz carbonique du magma doivent, par réaction mutuelle, fournir de l'eau. Je ne ferai à cela qu'une réponse : ces gaz ne sont pas seuls en présence, ils sont inclus dans un magma qui les met en contact avec des azotures. des chlorures, du carbone et enfin d'une masse énorme de silicate ferreux. Il faudra donc pouvoir tenir compte de tout cet ensemble, avant d'affirmer que H_2O est magmatique.

J'admets donc que les gaz retirés par ces messieurs ne sont pas autre chose que le mélange de gaz magmatiques vrais avec les gaz résultant de l'action d'une eau étrangère sur la lave incandescente; je viens de montrer que cette réaction est suffisamment rapide pour que cette explication soit rationnelle ([1]).

La quantité d'eau retirée par MM. Day et Shepherd s'élevait à 300 grammes pour environ 1100 litres de gaz. Il n'est guère admissible que ce mélange ait barboté un temps appréciable dans la lave fondue. La destruction de l'eau par le magma est trop instantanée. Pour les pressions voisines de la pression ordinaire, la pression partielle de l'hydrogène obtenu, est toujours supérieure à la pression partielle de l'eau non décomposée. Ce qui est conforme à ce que l'on sait des systèmes fer-eau et carbone-eau. Or c'est l'inverse qui se présente dans les gaz analysés par ces savants. La quantité d'hydrogène qu'ils ont constatée est réellement trop faible et ne peut être due qu'à une réaction très fugitive et superficielle.

J'insiste encore sur la remarque de Green. Par hypothèse, admettons pour un instant, que les conséquences de mes expériences ne soient pas applicables à des gaz soumis à une pression plus forte que 4 atmosphères (voir ci-dessus Krakatau).

On verra immédiatement que cela ne changera rien aux

[1]) Les gaz ne contenaient pas d'argon. MM. Day et Shepherd en concluent que l'eau constatée n'est pas extérieure. Cet argument n'a pas grande valeur. Les eaux des soufflards sont, par le fait de leur température, privées d'air et de gaz. Ensuite pour expulser l'air d'une cavité on y fait bouillir de l'eau.

conditions auxquelles sont soumis les graviers du fonds du cratère, à pression ordinaire. Ces graviers, ces lapillis, les radeaux du lac de lave, les ponces ou le *« limu »*, ne pourront pas échapper aux réactions sus-mentionnées. Or le fond du cratère est indemne. (Les radeaux du Kilauea, en 1910 pouvaient rester à la surface du lac pendant un temps de 15 à 50 minutes, avant d'être entraînés par le courant).

Conclusions

Mes conclusions générales sont donc en tous points semblables à celles que j'ai énoncées lors de mes publications précédentes : La théorie aqueuse est insuffisante pour expliquer les phénomènes observés, elle doit donc être abandonnée.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE CHIMIE DE GENÈVE

Séance du 9 décembre 1915.

A. Bach. Nouvelle réaction de l'urine. — A. Brun. Décomposition du péridot par la vapeur d'eau. — L. Reutter. Analyses de résines d'embaumement des Incas. — E. Noelting et A. Kregcy. Nitration de la diéthylbenzylamine.

M. A. Bach rappelle qu'il a établi que l'agent réducteur des tissus animaux est constitué par un *ferment* (enzyme de Schardinger ou perhydridase) et un *coferment*. Il a trouvé ce dernier dans les extraits des tissus, dans la peptone du commerce, dans l'éreptone; il n'exerce par lui-même aucune action réductrice, mais, associé au ferment du lait (qui isolément est aussi inactif), il transforme les nitrates en nitrites et les colorants en leurs leucobases.

L'auteur a trouvé que l'urine normale contient des quantités importantes de ce même coferment. Pour l'y doser on mélange 15 cm^3 d'urine avec 10 cm^3 de lait frais et non bouilli et 1 gr. de nitrate de soude, on laisse reposer 30 minutes à 60°, puis on agite avec 1 gr. d'acétate basique de plomb finement pulvérisé et on jette sur un filtre sec. On prélève 20 cm^3 du filtrat et on y dose le nitrite qui s'y est formé.

Pour préparer les liqueurs de contrôle, on fait de la même manière un mélange de lait et d'urine, mais sans y ajouter de nitrate.

M. A. Brun expose ses recherches sur la réaction qui se passe lorsqu'on attaque les *péridots* et les *silicates ferreux* par l'eau à haute température. Il a construit un appareil en quartz fondu, doublé de platine, qui permet de porter la roche à la température voulue et de faire agir sur elle, à ce moment-là, une quantité déterminée de vapeur d'eau. Dans ses expériences, la température pouvait varier de 750 à 1300°, et la pression de la vapeur de 17 à 770 mm.

Il a constaté que la vapeur d'eau oxyde le silicate ferreux. Le péridot, qui contient toujours un peu de bitume, fournit d'abord de l'oxyde de carbone et de l'anhydride carbonique, puis il se dégage régulièrement de l'hydrogène pur; la réaction est d'autant plus vive et plus complète que la pression et la température sont plus élevées. A la pression de 770 mm et à la température de 1300° le péridot en poudre fine est complètement oxydé.

M. L. Reutter a analysé deux *masses résineuses* ayant servi aux Incas de l'Amérique du Sud à embaumer leurs morts. La première, qui lui a été remise par M. le Dr Schumacher-Kopp, de Lucerne, est une poudre jaune brunâtre, entourant des fragments ligneux provenant de plantes de la famille des Légumineuses. M. Reutter l'a trouvée constituée :

1° De débris végétaux riches en menthol, en coumarine et en essence de cannelle, provenant sans doute du Dicypellium caryophyllatum, seule Laurinée croissant dans ces régions,

2° de bromures, chlorures et sulfates de calcium, de sodium et de potassium,

3° de mucilage, tanin, saponine et alcaloïdes,

4° de baume de tolu,

5° de résines non déterminées.

La seconde masse résineuse, soumise à l'auteur par le professeur Weissberger, de Paris, est formée de morceaux brunâtres adhérents entre eux et de fragments ligneux. A côté des substances indiquées plus haut, elle contient de la cinnaméine.

Les recherches actuelles et antérieures de M. Reutter lui ont permis d'établir que les Egyptiens embaumaient leurs morts avec du bitume de Judée, du styrax, du natron, des oléorésines ou des gommes-résines et de l'essence de cèdre ; que les Carthaginois utilisaient le bitume, le styrax, les oléorésines, les gommes-résines et les végétaux riches en menthol et en thymol. Les deux peuples faisaient macérer les résines dans du vin. On ne retrouve pas cette coutume chez les Incas ; ceux-ci utilisaient, comme les précédents, les baumes riches en acide cinnamique et en vanilline, mais ils employaient le sel marin au lieu du natron et le tanin au lieu du bitume de Judée.

Il serait agréable à l'auteur de pouvoir analyser les masses semblables ayant servi aux Chinois et aux Hindous, car il est très probable que l'on pourrait y déceler le benjoin.

M. le prof. Noelting communique les résultats de recherches qu'il a faites avec M. A. Kraggy, sur la *nitration de la diéthylbenzylamine*. On sait que la nitration de l'aniline en solution

sulfurique fournit des quantités considérables, jusqu'à 50 %, de *m*-nitraniline, tandis que l'acétanilide donne surtout le dérivé *para* (à côté d'un peu de dérivé *ortho*). En revanche, la diméthylaniline et la diéthylaniline sont converties en un mélange des dérivés *para* et *méta*.

Les auteurs ont voulu savoir si le groupe $N(C_2H_5)_2$ oriente aussi en *méta* lorsqu'il n'est pas lié directement au noyau benzénique, mais qu'il est attaché à une chaîne latérale. Dans ce but, ils ont étudié la nitration de la diéthylbenzylamine en solution sulfurique.

Mais, pour pouvoir mieux caractériser les produits de cette opération, ils ont tenu à déterminer auparavant les propriétés des trois *nitro-diéthyl-benzylamines* isomériques, $C_6H_4(NO_2)CH_2 \cdot N(C_2H_5)_2$. On les obtient facilement en faisant agir la diéthylamine sur les trois chlorures de nitrobenzyle. Ce sont des liquides incolores, distillant sans décomposition dans le vide. Sous 42 mm. de pression, le dérivé *ortho* bout à 175-177°, le *méta* à 200-208°, le *para* à 210-221°.

Ces points d'ébullition sont assez distants les uns des autres pour qu'il soit possible de séparer les trois isomères par distillation fractionnée, à condition que l'on aît entre les mains une quantité un peu considérable de leur mélange. Mais les auteurs ont trouvé un procédé plus commode de séparation ; il réside dans la cristallisation fractionnée des picrates. Les solubilités des trois picrates *m*, *p* et *o* sont dans le rapport 1 : 2,4 : 5,8.

En se servant de ce procédé, on trouve que les quantités des picrates obtenus avec le produit brut de nitration de la diéthylbenzylamine sont :

méta . . . . . . 38 %
para environ 43 %
ortho » 19 %

ce qui correspond assez exactement au rapport 2 : 2 : 1.

Séance du 13 janvier 1916.

E. Noelting. Développement de la chimie de l'anthraquinone. — A. Brun. Le problème du fer métallique dans les roches. — E. Rothlin et A. Kaufmann. Nouvelle synthèse de la damascénine.

M. le Prof. Noelting entretient la Société des progrès récents accomplis dans l'industrie des *colorants de l'anthraquinone*.

Découvert en 1832 par Dumas et Laurent, l'anthracène ne

s'introduisit dans l'industrie qu'en 1869, à la suite de la célèbre synthèse de l'*alizarine*, réalisée par Graebe et Liebermann. La découverte de l'alizarine et de la purpurine artificielles fut suivie d'assez près par celle de divers autres colorants teignant sur mordants et particulièrement appropriés à la teinture de la laine, tels que la nitro-alizarine, l'amino-alizarine, le bleu d'alizarine et l'acide alizarine-sulfonique.

Dans les années 1888-1890, R. Bohn d'un côté, Robert E. Schmidt de l'autre, trouvèrent la méthode d'oxydation de de l'anthraquinone et de ses dérivés au moyen de l'acide sulfurique fumant, et produisirent par ce procédé toute une série de couleurs à mordants pour coton et pour laine. En 1891 on inaugura la fabrication d'acides sulfoniques pouvant teindre la laine mordancée, mais susceptibles aussi d'être fixés par teinture directe sur laine non préparée et traitement ultérieur par des mordants. En 1894, R. S. Schmidt fit la découverte extrêmement intéressante d'acides sulfoniques de la série de l'anthraquinone teignant directement la laine en nuances à la fois très brillantes et très solides : vert d'alizarine-cyanine, alizarine-saphirol, alizarine-rubinol, etc.

En 1901 s'ouvre une nouvelle ère dans la chimie et l'industrie de l'anthraquinone, celle des *couleurs à cuve,* dont l'essor est loin d'avoir pris fin, et, à partir de 1906-1907, on commença à préparer aussi des *couleurs soufrées* de la même série. Ces colorants se distinguent par une beauté et une solidité dépassant de beaucoup tout ce qu'on connaissait jusqu'alors. Leur nombre est déjà très considérable. M. Noelting cite parmi les couleurs à cuve : les indanthrènes, les algols, les acridones, les dérivés mixtes appartenant à la fois à la série de l'anthraquinone et à celle de l'indigo ; et parmi les couleurs soufrées : les olives d'anthracène et les cibanones. Dans les couleurs à cuve, toutes les nuances sont déjà représentées et dans les couleurs au soufre nous avons des jaunes, des orangés, des verts et des noirs.

L'anthracène a ainsi fourni des colorants de presque toutes les classes : colorants à mordants pour coton et pour laine, colorants directs pour laine et pour soie, colorants à cuve pour coton, colorants à cuve soufrés. En revanche, on ne connaît que fort peu de colorants basiques de cette série, et aucun d'eux n'a encore trouvé d'application pratique. On obtient bien des bases en introduisant le groupe aminogène dans la molécule de l'anthraquinone, mais elles sont si faibles, que leurs sels sont déjà décomposés par l'eau, et on ne peut les faire servir à l'obtention de colorants.

D'après une règle générale, les groupes aminogènes deviennent plus basiques lorsqu'on y introduit des alcoyles. Se souvenant de ce fait, M. Noelting a méthylé la tétra-amino-anthraquinone

1.4.5.8 et a obtenu un colorant bleu, faiblement basique, capable de se fixer sur coton mordancé au tanin, mais ne présentant pas d'intérêt pratique. Il a essayé aussi d'obtenir des produits basiques en introduisant des groupes $N(C_2H_5)_2$ dans les méthyles des tolylamino-anthraquinones, $C_{14}H_6O_2(NH \cdot C_6H_4 \cdot CH_3)_2$. En faisant agir l'aminodiéthylbenzylamine, $(C_2H_5)_2N \cdot CH_2 \cdot C_6H_4 \cdot NH_2$ sur la 1.5-dichloranthraquinone $C_6H_3Cl(CO)_2C_6H_3Cl$, il a obtenu une matière colorante violet-rouge, faiblement basique, mais ne possédant ni beauté, ni solidité, contrairement à ce que l'on a observé en général chez les dérivés anthraquinoniques. Peut-être certains isomères de ce composé posséderaient-ils de meilleures qualités. Quoiqu'il en soit, le groupe de l'anthraquinone offre encore un vaste champ d'études.

M. A. Brun parle des difficultés que présentent *la recherche et le dosage du fer métallique* dans les roches basaltiques. Il s'y trouve à l'état de granules disséminés dans la masse vitreuse. Ces granules peuvent être d'une extrême petitesse; ils sont alors si bien englobés, que le broyage le plus fin ne les isole pas et qu'on ne parvient pas à les identifier. Leur dosage présenterait néanmoins un grand intérêt au point de vue vulcanologique; certains basaltes sont si riches en fer non combiné, que la solution de ce problème de chimie rendrait un grand service aux géologues en leur permettant d'élucider certaines questions de génétique.

M. E. Rothlin annonce qu'il a réalisé, en collaboration avec M. A. Kaufmann, une nouvelle *synthèse de la damascénine*. Cet alcaloïde, encore peu étudié, peut être facilement préparé à partir du sulfométhylate d'o-méthoxyquinoléine (I), en passant pas les réactions suivantes :

(I) OCH_3, N, $CH_3\text{–}SO_3\text{–}O$ CH_3 $+ O =$ (II) COOH, $N<\begin{smallmatrix}CH_3\\CHO\end{smallmatrix}$, OCH_3 $+ HCl + CH_3OH =$ (III) $COOCH_3$, $NHCH_3$, OCH_3

I II III

On obtient dans l'oxydation, comme produit secondaire, la *méthoxyméthylisatine*, sous la forme d'aiguilles de couleur rouge carmin, fusibles à 187°.

L'*acide formyldamascénique* (II) cristallise dans l'alcool en prismes incolores, fusibles à 194-195°.

La *damascénine synthétique* (III) fond à 25° et possède toutes les propriétés de l'alcaloïde naturel.

Séance du 10 février.

Ph. A. Guye. De la réduction des poids au vide dans la détermination de poids atomiques. — A. Bach. Dédoublement de la phénoloxydase par adsorption différentielle.

M. le Prof. Ph. A. Guye rend compte de divers travaux relatifs à l'*exactitude des pesées en matière de déterminations de poids atomiques.* Il a examiné de nouveau les différentes causes d'erreur provenant de la balance, des poids et des appareils, et conclut que la précision absolue réalisable ne peut dépasser le 10e de milligramme.

Il communique ensuite les résultats d'expériences faites avec M. Th. Renard sur la comparaison des *poids réduits au vide*, déterminés par le calcul et par l'expérience. Avec les corps en poudre, on ne peut espérer obtenir par la seconde méthode des résultats d'une précision supérieure à $\pm\ ^1/_{100000}$ ou $\pm\ ^1/_{200000}$ de de la quantité de substance pesée.

M. Guye discute enfin les variantes adoptées par les divers expérimentateurs pour la réduction des poids au vide par le calcul. Il conclut de cet exposé que dans la pesée de 1 à 10 gr. de substance — ce qui correspond à une opération courante en matière de détermination de poids atomiques — il suffit amplement de peser au 10e de mgr près; la pesée au 100e de mgr est dans la très grande majorité des cas une opération illusoire.

M. A. Bach, poursuivant ses expériences sur la *phénoloxydase* des champignons *(Lactarius vellereus)*, l'a soumise à une purification par ultrafiltration. Mais, contrairement à ce qu'il avait observé chez la peroxydase, il a trouvé que son activité est affaiblie par cette opération. Un examen plus attentif lui a montré que, des deux constituants de l'oxydase, la peroxydase est beaucoup plus rapidement adsorbée par l'ultrafiltre que l'oxygénase. Cette dernière reste sur l'ultrafiltre et son pouvoir oxydant primitif peut être rétabli par l'addition de peroxydase du raifort. Le dédoublement de l'oxydase peut donc être réalisé aussi bien par adsorption différentielle que par précipitation fractionnée par l'alcool.

A. P.

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ VAUDOISE DES SCIENCES NATURELLES

Séance du 20 octobre 1915

M. Duboux. Analyse physico-chimique des vins.

M. Duboux résume quelques-unes des dernières recherches qu'il a effectuées sur l'*analyse physico-chimique des vins*, et qui font suite aux travaux publiés antérieurement en collaboration avec M. Dutoit.

Le nombre des éléments du vin qu'on peut doser par la méthode des conductibilités électrique s'élève actuellement à 16.

Pour aujourd'hui il s'en tient aux points suivants :

Acide tartrique. — Le dosage de l'acide tartrique à l'état de tartrate de baryum est exact lorsque le vin est peu ou moyennement acide. Il conduit cependant à des résultats régulièrement trop élevés dans le cas de vins renfermant une grande quantité d'acide malique : une petite partie de cet acide, qui précipite à l'état de malate de baryum, est comptée comme acide tartrique.

Pour rémédier à cet inconvénient, M. Duboux propose de remplacer ce dosage par celui au racémate de calcium. L'acide tartrique du vin, qui est toujours l'acide tartrique droit, précipite quantitativement à l'état de racémate, lorsqu'on ajoute à ce liquide de l'acide tartrique gauche et de l'acétate de calcium (méthode de Kling). En transposant ce dosage en volumétrie physico-chimique, on obtient une courbe de précipitation du racémate excessivement nette donnant rigoureusement la quantité d'acide tartrique droit en solution. Le dosage n'est influencé par aucun des autres acides qui accompagnent habituellement l'acide tartrique dans les vins.

Magnésie. — Le dosage de cet élément du vin acquiert une certaine importance en analyse physico-chimique, parce que la magnésie intervient comme correction dans le dosage de l'acidité faible. On peut l'effectuer en même temps que celui de la chaux de la façon suivante : le vin est additionné d'alcool et d'acide sul-

furique; le sulfate de calcium qui précipite est filtré, repris par l'eau et titré par l'oxalate de potassium. La magnésie, restée dans le filtrat, est précipitée à l'état de phosphate-ammoniaco magnésien qu'on filtre, redissout dans une solution diluée d'acide acétique et titre finalement par conductibilité avec le réactif nitrate d'uranyle.

Concentration des ions hydrogène. — On la détermine par la méthode classique de l'inversion du saccharose ou par la méthode plus récente de la catalyse du diazocétate d'éthyle. L'une et l'autre de ces méthodes conduisent à des résultats précis, mais elles sont trop longues et trop délicates pour être utilisées dans la pratique courante.

MM. Duboux et Reeb ont étudié un procédé graphique de détermination de la concentration de ions H dans les vins, à partir de la courbe de neutralisation par la soude caustique d'un mélange de vin et d'eau (20 % vin, 80 % eau). On sait en effet que le degré d'acidité du vin varie assez peu avec la dilution.

La méthode préconisée par les auteurs présente sur les anciennes l'avantage d'être beaucoup plus simple et rapide ; elle fournit par contre des résultats un peu moins précis. Son emploi se recommande si l'on se contente d'obtenir la concentration des ions H dans le vin à 10 % près.

Cendres. — L'expérience a montré que le dosage des cendres du vin par conductibilité est largement suffisant en pratique et remplace avantageusement le dosage par pesée, sauf dans les cas limites ou le contrôle gravimétrique devient indispensable.

On a signalé aux auteurs du procédé de quelques rares vins caractérisés par une faible teneur en matières minérales (inférieure à 1,8 gr.) et par une très forte acidité (supérieure à 10 gr.), dont le poids de cendres déterminés par conductibilité étaient trop élevés de 0,2 à 0,3 gr. L'examen de ces vins a révélé en effet une très grande concentration des ions H· qui augmente d'une façon anormale la conductibilité du vin. Pour y remédier, on peut : 1° Introduire dans la formule un terme correctif tenant compte de l'acidité du vin ; 2° diminuer la concentration des ions H· en ajoutant au vin un peu de soude (0,5 cc. $N/_1$ pour 55 cc. de vin) et retrancher du poids de cendres obtenu 0,53 gr. correspondant au carbonate de sodium.

M. Duboux termine son exposé en montrant l'utilité pratique des méthodes physico-chimiques dans la recherche des falsifications du vin.

Il est établi aujourd'hui que si l'analyse chimique est encore utile et même indispensable, elle est loin de suffire à sa tâche. En particulier, elle ne permet pas de révéler les vins mouillés.

MM. Dutoit et Duboux savent que sur cette question ils ne sont pas d'accord avec leur collègue M. Porchet qui, dans une séance

de fin 1911 a soutenu l'opinion que les méthodes physico-chimiques ne rendraient probablement pas de meilleurs services que les méthodes chimiques pour découvrir les falsifications du vin, puisqu'elles ne suppriment pas l'obligation d'interpréter des résultats numériques.

En accumulant patiemment des résultats statistiques, MM. Dutoit et Duboux ont maintenant acquis la conviction que les méthodes qu'ils préconisent sont réellement plus efficaces que les méthodes usuelles pour découvrir les mouillages du commerce.

Séance du 3 novembre

Albert Perrier. Sur les actions intermoléculaires dans les diélectriques et la formule de Clausius-Mossotti.

Albert Perrier. — *Sur les actions intermoléculaires dans les diélectriques et la formule de Clausius-Mossotti.*

Cette communication concerne la variation de la constante diélectrique avec la densité. L'auteur montre que sans hypothèse sur le mécanisme de la polarisation, mais en admettant simplement des actions intermoléculaires se réduisant à un champ uniforme proportionnel à l'intensité de polarisation, on trouve une dépendance de la densité qui n'est pas celle de Clausius-Mossotti fût vraie généralement, il faudrait et il suffirait que les actions intermoléculaires aient la valeur du champ de la théorie de H. A. Lorentz. M. Perrier esquisse ensuite la signification de recherches de cet ordre au point de vue de la connaissance des mécanismes moléculaires pouvant expliquer la polarisation diélectrique et leur connexion étroite avec d'autres domaines de la physique, tels la cohésion des solides et des fluides. — Les recherches auxquelles se rattache la présente communication seront publiées plus tard.

Séance du 17 novembre

M. Bornand. Les empoisonnements alimentaires.
H. Faes. Lycoperdon pyriforme.

M. Bornand. — *Les empoisonnements alimentaires* étant d'origine bactérienne et dus à B. paratyphus, B. enteritidis, B. coli, B. proteus, B. botulinus, il faudra pour les éviter prendre en considération les mesures préventives suivantes :

1. Propreté rigoureuse des locaux où se fabriquent, où se manipulent les aliments, propreté des mains du personnel, utilisation d'eau bouillante et d'eau potable pour le nettoyage des ustensiles.

2. Protection des aliments contre les mouches par l'utilisation soit de treillis métallique aux fenêtres, soit de gazes recouvrant les produits alimentaires.

3. Veiller à ce qu'aucune personne atteinte de maladie infectieuse ou convalescente ayant présenté spécialement des troubles intestinaux ne s'occupe de la manutention des substances alimentaires.

4. Inspection rigoureuse du bétail sur pied et abattu, surveillance des fabriques de conserves de viandes ou autres.

5. Instruction hygiénique du public en général par des conférences, des brochures, des affiches, en lui indiquant les mesures à prendre pour éviter l'infection des aliments par les bactéries et sur les dangers que pareilles infections peuvent présenter.

M. H. Fæs présente une colonie de *Lycoperdon puriforme* qui lui a été envoyée par M. Wulliémoz à Payerne.

Séance du 1er décembre

L. Horwitz. Sur la variabilité régionale des précipitations. — J. Cauderay. Un calorifère électro-médical. — M. Bornand. L'infection du lait par les bactéries.

L. Horwitz. — *Sur la variabilité régionale des précipitations.*

Il y a lieu de distinguer entre la variabilité des précipitations — tout court — et celle qu'on pourrait nommer provisoirement « régionale ». La variabilité des précipitations — tout court — se rapporte ordinairement à *une* station pluviométrique. La variabilité annuelle des précipitations d'une station est la moyenne des écarts annuels de la moyenne annuelle des précipitations. Dans une note antérieure ([1]), j'ai analysé la variabilité des précipitations des vingt-sept stations pluviométriques pendant une période de trente-sept ans (1864-1900).

Tout autre est la notion de la variabilité régionale. Comme l'indique son nom, elle se rapporte à l'espace tandis que l'autre embrasse le temps.

Dans une région, plus ou moins vaste, il y a des localités, lesquelles, disons, pendant une année, sont plus sèches et d'autres qui sont plus humides que la moyenne des précipitations pour

[1]) L. Horwitz, « Sur la variabilité des précipitations en Suisse », *Bulletin*, vol. XLVIII, p. 539.

toute cette région. Pour des raisons pratiques, admettons, ce qui n'est pas absolument exact, que la moyenne des précipitations pour une région est représentée par la moyenne des précipitations de toutes les stations pluviométriques de cette région, précipitations exprimées en °/₀. Or la variabilité annuelle (régionale) des précipitations pour cette région sera la moyenne des écarts de chaque station de la moyenne de la région.

Pour étudier la variabilité régionale, j'avais à ma disposition trois séries d'observations pluviométriques : 1° la série suisse (1864-1913, 26 stations) ; 2° la série de l'Europe centrale (Allemagne et régions limitrophes, 1850-1905, 38 stations) ; 3° la série de l'Europe (1850-1905, 38 stations).

L'analyse de ces séries m'a révélé les deux constatations suivantes. Tout d'abord, on peut se demander comment varie la variabilité régionale annuelle avec la quantité des précipitations ; en d'autres termes, cette variabilité est-elle plus grande dans les années sèches ou dans les années humides ? La réponse, fournie par toutes les trois séries, est que la variabilité *absolue* augmente en général avec les précipitations. Toutefois les courbes respectives, malgré un procédé de compensation, poussé assez loin, montrent encore des bas et des hauts, bien accentués, — un indice que les moyennes des précipitations, même très rapprochées, peuvent être très différentes au point de vue de leur origine. — Quant à la variabilité *relative*, c'est-à-dire ramenée à 100 °/₀ des précipitations, elle se comporte d'une manière sensiblement différente. Ici, il y a tout d'abord un maximum dans les années les plus sèches, tandis que les années bien humides sont à peu près aussi variables que les années sèches, même partiellement un peu moins que ces dernières. Enfin, vers les 100 °/₀, il y a un minimum bien accentué, suivi plus ou moins vite par un maximum secondaire, presque aussi grand du reste que le maximum des années les plus sèches.

Deuxièmement, on peut se demander comment la variabilité régionale annuelle varie avec le temps. Les courbes, obtenues par le même procédé de compensation, montrent, toutes trois, tout d'abord des analogies frappantes avec les courbes respectives des précipitations. Souvent les bas et les hauts de ces dernières coïncident avec les mêmes éléments des courbes des variabilités (absolues). Il est évident que le fait est conforme à la constatation faite plus haut. — Outre ces détails, les trois courbes des variabilités accusent une descente nette avec le temps (c'est surtout frappant pour la Suisse et l'Europe) ; *la variabilité régionale annuelle a continuellement diminué en Europe dans la seconde moitié du XIXe siècle.* Le climat est devenu plus uniforme en ce sens que les précipitations des différentes régions de l'Europe, de la Suisse,

et moins nettement de l'Europe centrale, différaient à la fin du XIXme siècle (resp. diffèrent maintenant) sensiblement moins de la moyenne des précipitations, qu'auparavant ([1]).

Je me propose d'examiner, sous peu, si un changement analogue a eu lieu avec autres facteurs météorologique (température, pression).

J. Cauderay. — *Un calorifère électro-médical.*

J'appelle calorifère électro-médical un appareil connu depuis quelques années sous le nom de coussin électrique.

Ce calorifère est utilisé en médecine pour procurer une chaleur artificielle destinée à suppléer au manque de chaleur naturelle sur certaines parties du corps, dans des cas bien connus de MM. les médecins.

Cet appareil, qui se fabrique un peu partout, consiste en un simple fil d'un métal spécial soigneusement isolé, replié sur lui-même de diverses façons, suivant les idées du fabricant, cousu ensuite entre des carrés de flanelle ou autre étoffe appropriée, de façon à former une surface de 30 à 40 cm. de côté.

Le fil métallique isolé décrit ci-dessus s'échauffe lorsqu'il est traversé par un courant électrique et cet échauffement est proportionnel à l'intensité du courant qui le traverse.

La longueur et le diamètre de ce fil sont calculés pour produire une chaleur voulue pour un courant d'une force électro-motrice donnée. En outre, l'appareil est généralement pourvu de deux ou trois circuits distincts qui, au moyen d'un commutateur, servent à graduer la chaleur dans de certaines limites.

La première condition pour pouvoir utiliser ce genre de calorifère est d'avoir de l'électricité à sa disposition, condition qui est remplie dans la majeure partie des habitations de notre pays richement doté, même dans les campagnes, d'un réseau de distribution d'électricité, destiné, il est vrai, surtout à l'éclairage, au chauffage et à la force motrice.

Il est très important, avant de se servir d'un tel calorifère, de s'assurer qu'il est de bonne fabrication et qu'il se trouve en bon état au moment d'en faire usage ; en outre, il faut en surveiller l'application, et surtout s'il s'agit d'enfants, ne pas abandonner le malade aussi longtemps que dure l'application ; un terrible accident arrivé il y a quelque temps, justifie cette recommandation ;

[1]) On pourrait émettre l'hypothèse que cette diminution de la variabilité soit fictive et se ramène aux erreurs, peut-être plus grandes des premières observations aux stations météorologiques. Mais dans ce cas l'augmentation artificielle des variabilités, au commencement de la période, est aussi probable que la diminution de ces mêmes variabilités.

mais en observant ces prescriptions, il n'y a pas de danger, et l'appareil peut rendre de grands services.

Je ne m'étendrai pas sur les cas où l'application de ce calorifère est à recommander, laissant ce soin à MM. les médecins, mais je voudrais attirer l'attention de ces derniers sur les effets physiologiques des courants employés, indépendamment de l'effet calorifique.

Voici, je crois, comment cet effet peut se produire :

J'ai dit plus haut que le fil métallique était replié sur lui-même ou enroulé de différentes façons ; prenons la plus simple, c'est-à-dire celle où le fil forme une série de lacets parallèles les uns aux autres, entre les deux branches d'un même lacet ; le courant forme un champ magnétique parfait, c'est-à-dire un électro-aimant sans fer.

Il serait certainement très intéressant de savoir si réellement un champ magnétique peut avoir un effet quelconque soit sur les nerfs, soit sur les muscles ou sur tout autre organe.

Je me suis posé cette question parce que, vers 1870, le Dr Seiler, qui habitait Genève, nous fit construire une bobine d'induction de grande dimension et de forme spéciale, activée par une batterie de six éléments de Growe.

Cet appareil, qui est décrit dans le *Bulletin* de notre Société, avait des électrodes construites et groupées d'une façon toute spéciale, formant des champs magnétiques alternatifs puissants, agissant à distance au travers des vêtements des malades.

Au moyen de cet appareil, le Dr Seiler a obtenu des effets intéressants sur lesquels il a publié un brochure.

Quoique déjà ancienne, j'ai cru bon de rappeler les expériences du Dr Seiler, et je crois qu'il serait utile que des expériences de ce genre soient poursuivies par des personnes compétentes, et MM. les médecins qui sont spécialement bien placés pour cela augmenteraient probablement le nombre des cas que l'électricité peut guérir ou améliorer.

Je citerai encore un cas où le magnétisme a joué un rôle.

Il y a une vingtaine d'années (je ne puis pas mieux préciser) dans une clinique, un malade avait un bras paralysé, et prétendait qu'aussitôt qu'on appliquait un aimant sur ce bras, la paralysie cessait. Le médecin soupçonnant une supercherie vu le genre de maladie (hystérie), me demanda un électro-aimant, une pile et des fils, de façon à faire passer le courant dans l'électro-aimant à l'insu de la malade.

Je me laisse dire, pour autant que mes souvenirs sont exacts, que l'effet de l'électro-aimant arrêtait la paralysie, mais je ne me souviens pas des suites du traitement.

Il serait très utile de connaître un plus grand nombre de cas de ce genre, bien contrôlés, afin de se rendre compte si le magnétisme peut être utilisé et dans quels cas.

M. Bornand. — *L'infection du lait par les bactéries.*

Récolté d'une façon aseptique, le lait au sortir de l'animal sain est stérile ; récolté proprement, il contient quelques heures après la traite une quantité formidable de germes.

Les bactéries qu'on y rencontre peuvent provenir d'une maladie de l'animal, mais en général sont le fait des manipulations dont le lait est l'objet depuis l'étable jusqu'au domicile.

Ces germes sont en général des saprophytes qui ne font qu'opérer certaines transformations dans la couleur, l'odeur, le goût, l'aspect du lait.

Mais il est d'autres bactéries qui peuvent occasionner des maladiés infectieuses, comme la typhoïde, la scarlatine, la diphtérie ; dans ce cas, le lait a été souillé par des porteurs de germes.

L'ingestion de lait cru provenant de vaches tuberculeuses peut présenter un danger pour les jeunes enfants, mais a peu de valeur dans la transmission de la tuberculose à l'homme.

La souillure du lait a lieu à l'étable lorsque les vaches sont couvertes de fumier ou que les mains du vacher sont sales ; à la laiterie, si les récipients qui contiennent le lait sont malpropres ou si l'eau qui sert à nettoyer les ustensiles est de mauvaise qualité, enfin par les mouches qui sont spécialement attirées par le lait.

Cet aliment est le plus facilement altérable par les bactéries ; une hygiène rigoureuse doit être suivie dans sa manutention depuis l'étable jusqu'au domicile.

Séance du 15 décembre

Maurice Lugeon. La photographie à grand écartement. — E. Wilczek. Collection de plantes en coussinets. — P. Murisier. Maladie des yeux chez les truites de l'Arnon.

Maurice Lugeon entretient la Société de la *photographie à grand écartement.*

On sait que la sensation de relief est une propriété optique qui dépend de la grandeur de l'écartement oculaire. Cette sensation n'existe pas chez les borgnes. Pour l'homme à yeux normaux, la notion du relief cesse pour des objets éloignés de 450 mètres. Exceptionnellement, certains individus perçoivent encore le relief jusqu'à 800 et 1000 mètres.

Quand on agrandit l'écartement oculaire, le relief s'exagère, et particulièrement lorsque les objets sont vus à travers un verre grossissant. Les jumelles à prismes qui donnent un si beau relief

ne font qu'agrandir l'écartement oculaire. Il en est de même dans les télémètres.

Si on remplace la nature par deux photographies que l'on contemple au stéoroscope, on obtient également la vision bien connue de relief. Mais il est aisément possible d'écarter l'une de l'autre, les deux photographies en prenant la deuxième vue à un nombre variable de mètres de la première, 2, 4, 5, 10 ou même 100 mètres pour des objets très éloignés. Les deux vues doivent être strictement parallèles et horizontales et si possible prises au même niveau. En rapprochant ces deux photographies à la distance normale oculaire, cela revient à examiner la nature comme le ferait un géant qui aurait des yeux écartés de 2, 4, 5, 10 ou 100 mètres.

L'effet est surprenant. Des détails inouïs apparaissent que l'œil ne peut percevoir. Ce procédé photographique, qui est assez récent, est utilisé depuis quelques années par M. Lugeon pour ses recherches et son enseignement, particulièrement pour la géomorphogénie tectonique.

Pour obtenir ces petites merveilles photographiques. M. Lugeon se sert du Verascope Richard, instrument admirablement construit et muni des objectifs français de la maison Krauss, de Paris.

C'est sur le principe de la photographie à grand écartement qu'est basée la nouvelle méthode de levers de cartes dites stéréo-autogrammétrie, dont M. Lugeon indique les principes. On trouvera, du reste, tous les détails concernant cette méthode si extraordinaire par ses résultats et sa rapidité, dans un article de M. P. Corbin, paru dans la *Revue générale des sciences* du 30 mars 1914.

M. Lugeon a accompagné sa communication par la vision d'une série de clichés à grand écartement et par l'exposition d'une carte topographique exécutée par les procédés de la stéréo-autogrammétrie.

E. Wilczek présente une *collection de plantes en coussinet*, provenant, en partie, d'Europe (Alpes et Corse), en partie des Andes argentines et chiliennes. La collection présentée est classique, en ce sens que les matériaux ont été utilisés pour une monographie des plantes en coussinet par MM. Schröter et Hauri.

Les plantes en coussinet sont ligneuses ou herbacées, ordinairement toujours vertes : elles sont caractérisées par des rameaux nombreux partant d'une seule et unique souche primordiale, densément feuillés de petites feuilles et si rapprochés les uns des autres qu'ils forment des coussinets tantôt hémisphériques, tantôt plats. La hauteur de ces coussinets est toujours peu considérable, leur diamètre varie entre quelques centimètres (Androsace helvé-

tique) à plusieurs décimètres (Silène acaule) ou un à deux mètres (Azorelles, etc.). Tantôt, ces plantes forment des coussinets compacts, ce qui veut dire que l'espace entre les divers rameaux est rempli par l'humus provenant des feuilles et axes morts de ces rameaux — ou bien encore l'espace entre les divers rameaux est comblé par du sable ou des poussières minérales — tantôt les espaces entre les divers rameaux d'un seul et même coussinet ne sont pas remplis. D'où la distinction entre coussinets pleins et coussinets creux.

Ordinairement, les plantes à coussinets pleins sont auto-saprophytes, c'est-à-dire que leurs rameaux portent de racines qui exploitent l'humus accumulé dans le coussinet.

Quelles sont les causes qui provoquent ce curieux type biologique? Il résulte de l'ensemble des observations que des facteurs très divers peuvent intervenir et que le mode de croissance en coussinet est un phénomène de convergence. Le moyen le plus simple de se rendre compte de l'influence des divers facteurs est d'étudier les stations dans lesquelles on trouve des plantes en coussinet.

Celles-ci sont d'abord les marais et tourbières de zones extratropicales; les terrains salés, les combes à neige. Ces stations sont humides au sens physiques du mot. Les plantes profitent peu de cette eau, soit qu'elle soit trop salée, soit trop froide, ou enfin que le terrain soit trop riche en humus acide. D'autres stations sont les rochers verticaux ou terrains détritiques qui, par leur nature physique, ne retiennent pas l'eau alors même que les pluies seraient abondantes, cette sorte de station est particulièrement répandue dans nos Alpes.

Un troisième type de station est représenté par les terrains désertiques, arénacés ou rocheux, dans lesquels l'eau est extrêmement rare; c'est le cas, par exemple, pour le Sahara et pour les Andes Argentines.

Dès lors, l'influence du xérophytisme apparaît nettement. Le silène acaule de nos Alpes croissant dans des stations humides allonge ses tigelles, les coussinets sont lâches. D'autres facteurs cependant interviennent. Dans les stations ombragées, le silène acaule et l'androsace helvétique ont un port très différent de celui qu'elles ont dans les stations ensoleillées. Le problème des facteurs qui ont créé le type biologique de plantes en coussinet peut être résolu ou tout au moins abordé par l'expérimentation. Il y a là un beau champ de travail pour les jardins alpins.

P. Murisier présente quelques observations sur une *maladie des yeux*, qui lui est signalée *chez les truites de l'Arnon* par M. Ruchat, gendarme garde-pêche émérite, actuellement en service au poste de la Poissine.

Sans lésion superficielle apparente, les yeux des poissons atteints deviennent ternes ; la cornée transparente s'obscurcit, s'errode et se perfore en son centre ; le cristallin fait saillie au dehors et finit par tomber. Le globe oculaire se transforme alors en une bouillie sanguinolente rendue noirâtre par le pigment de la rétine et de la choroïde désagrégées.

D'après les observations de M. Ruchat, les truites aveuglées périssent au bout d'un ou deux jours après une agonie mouvementée, pendant laquelle elles tournoient avec violence. Ce fait semble montrer que la mort est due à une lésion cérébrale qui est peut-être primitive et entraîne secondairement l'altération de l'œil.

La cause de la maladie reste à trouver et les recherches sont en cours. Comme la furonculose sévit avec intensité dans l'Arnon, on pourrait être tenté d'incriminer la bactérie salmonicide, d'autant plus que le pus des yeux malades contient des bactéries ayant une certaine ressemblance avec elle. Mais elles sont toujours beaucoup trop rares pour qu'à première vue il soit possible de leur attribuer un rôle primordial. Leur pénétration dans l'œil semble postérieure à l'établissement de la lésion.

BULLETIN SCIENTIFIQUE

PHYSIQUE

W. Voigt (Göttingue). — Zur Theorie des longitudinalen Stosses zylindrischer Stäbe, Extrait des *Annalen der Physik* (4), 46, 1915.

L'auteur développe, dans ce mémoire, une nouvelle théorie du choc longitudinal dans les cylindres, théorie beaucoup plus satisfaisante que celle de Fr. Neumann, et de De Saint Venant.

L'hypothèse fondamentale de la théorie de ces deux auteurs consiste à admettre que les deux cylindres, au moment du choc, forment un seul et même système rigide, la surface de contact subissant d'abord une contraction, laquelle se transforme en une dilatation au moment de la séparation des deux cylindres.

L'auteur soumit cette théorie au contrôle de l'expérience pour le verre et l'acier, il y a 32 ans, et ne la trouva pas satisfaite. Il fut alors conduit à remplacer la surface de contact par une *couche* de contact, dont *la compressibilité décroit lorsque la pression augmente*. Pour les calculs, il introduit une *constante moyenne de compressibilité*, qui, alors, est plus grande dans les chocs faibles que dans les chocs forts.

Les conséquences de cette théorie sont, quantitativement, complètement vérifiées par l'expérience.

E. G.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

D'AVRIL 1916

Le 1, brise du lac de 10 h. du matin à 6 h. du soir.
2, brouillard jusqu'à 8 h. du matin ; brise du lac de 9 h. à 4 h. du soir
3, rosée le matin ; brise du lac de 10 h. à 5 h. du soir.
4, rosée le matin ; nombreux éclairs à l'W. dans la soirée ; pluie dans la nuit.
5, vent fort de 2 h. à 5 h. ; pluie de 7 h. à 9 h. du soir.
8, rosée le matin ; brise du lac de 9 h. à 3 h. du soir ; pluie de 5 h. 10 à 8 h. 20 ; orage et grêle à 6 h. 20 du soir.
9, pluie à 8 h. du matin.
10, forte bise de 1 h. à 7 h. du soir.
11, pluie de 5 h. à 6 h., de 7 h. 10 à 8 h. 20 et de 9 h. à 10 h. du soir.
12, pluie de 9 h. à 10 h. du soir et dans la nuit ; neige sur les montagnes environnantes.
13, pluie de 8 h. 30 du matin à 7 h. 45 du soir et dans la nuit ; vent fort à 4 h. du soir ; neige sur les montagnes.
14, pluie de 6 h. 30 à 10 h. du soir et dans la nuit ; neige sur les montagnes.
15, pluie et neige de 7 h. 15 à 9 h. 10 du matin ; pluie à 4 h. du soir ; pluie et neige dans la nuit.
17, forte gelée blanche le matin ; pluie de 2 h. 40 à 10 h. du soir et dans la nuit.
18, pluie de 8 h. à 9 h. du matin, de 1 h. à 10 h. du soir et dans la nuit ; vent fort depuis 1 h. du soir.
19, pluie de 7 h. à 11 h. du matin, de 2 h. à 4 h. 30 du soir et dans la nuit ; vent fort toute la journée.
20, vent fort toute la journée.
21, pluie de 5 h. 30 à 10 h. du soir et dans la nuit ; nombreux éclairs dans la soirée.
22, pluie de 9 h. du matin à 2 h. du soir, de 8 à 9 h. et dans la nuit.
24, forte bise toute la journée.
25, brise du lac de 11 h. à 4 h. du soir.
26, rosée le matin et le soir ; brise du lac de 10 h. à 3 h. 30 du soir.
27, rosée le matin ; brise du lac de midi à 4 h. du soir.
28, forte bise toute la journée.
29, rosée le matin ; brise du lac de 11 h. à 3 h. du soir.
30, halo solaire à 11 h. du matin ; pluie de 6 h. 55 à 9 h. du soir et dans la nuit ; orage à 7 h. 10 du soir.

GENÈVE — AVRIL 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	30.5	29.8	30.3	**30.41**	+ **5.88**	29.1	**32.4**	NE. 0	NNE. 1	W. 1	NNE. 1	5.0	10	5	0	4	4.9	....	....
2	30.0	28.5	27.8	28.95	+ 4.43	27.0	30.4	SW. 0	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	2.7	9	0	0	2	10.1	....	....
3	28.2	27.0	26.3	27.12	+ 2.61	25.5	28.3	SW. 0	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	2.5	0	0	0	0	11.2	....	....
4	26.2	24.8	23.8	25.10	+ 0.60	23.5	26.5	E. 1	E. 0	SW. 1	calme	1.4	3	9	8	8	2.4	....	....
5	23.2	22.7	23.8	23.32	− 1.17	22.3	24.0	NNE. 1	SW. 2	SW. 1	SW. 1	5.2	8	3	10	8	4.3	4.0	4
6	23.9	22.8	22.4	23.13	− 1.36	21.8	24.0	N. 1	NNE. 1	SSW. 1	calme	1.6	9	9	9	9	2.6	0.1	1
7	21.4	19.7	19.5	20.34	− 4.14	19.0	22.1	NNW. 1	NNE. 1	NNE. 1	calme	0.9	9	9	9	7	1.5	....	....
8	21.2	21.0	23.2	21.36	− 3.12	19.9	24.3	SSW. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	4.0	3	2	8	6	10.6	....	....
9	26.0	26.7	27.7	26.33	+ 1.85	24.3	27.8	SW. 1	WSW. 1	SW. 1	SW. 1	4.8	10	8	8	7	4.2	8.6	3
10	27.8	26.0	25.8	26.58	+ 2.09	25.0	27.9	NNW. 1	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 1	11.3	8	7	0	4	8.5	0.1	....
11	23.1	20.6	21.6	22.11	− 2.38	20.0	25.1	NNE. 1	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	8.1	2	0	10	5	7.6	....	....
12	24.1	24.0	24.0	23.73	− 0.77	21.9	25.0	NNW. 1	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	8.6	9	2	10	7	5.7	0.9	3
13	23.3	21.9	19.5	21.86	− 2.65	19.0	23.8	SSW. 2	SSW. 1	S. 1	SSW. 1	9.0	10	10	10	10	0.0	4.6	7
14	23.4	24.9	26.5	24.15	− 0.37	20.3	26.9	W. 1	SSW. 1	SW. 1	var.	8.4	3	9	9	7	5.5	20.8	**17**
15	27.2	26.6	27.7	27.05	+ 2.52	25.6	28.8	SSE 1	SSW. 1	SW. 1	SSW. 1	7.7	9	9	7	8	0.6	2.8	7
16	29.3	29.5	29.6	29.29	+ 4.74	28.8	29.7	SSW. 1	NNW. 1	NE. 1	var.	6.9	9	6	2	6	6.4	5.3	7
17	28.2	25.7	22.6	26.02	+ 1.46	21.0	29.4	SW. 1	W. 1	SW. 1	SW. 1	2.3	9	10	10	10	0.7	....	....
18	18.8	18.7	18.5	18.92	− 5.66	17.7	21.0	SW. 1	SW. 2	SSW. 2	SSW. 2	17.0	9	9	10	9	1.9	1.1	9
19	17.1	17.3	16.7	17.15	− 7.45	16.2	18.4	SSW. 2	SSW. 2	SE. 1	SSW. 2	15.8	10	3	10	9	2.9	**26.6**	14
20	17.6	17.3	19.0	17.72	− 6.90	16.6	19.5	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 2	18.3	9	8	9	8	5.6	13.7	9
21	19.0	17.3	15.3	17.41	− 7.23	15.0	19.6	W. 1	SW. 1	NW. 1	NW. 1	5.4	8	9	9	8	2.9	....	....
22	12.6	15.0	19.8	**15.39**	− **9.28**	**11.3**	21.0	NNE. 1	SSW. 3	SE. 1	var.	6.3	9	10	10	9	1.4	1.5	6
23	24.0	26.3	29.1	25.44	+ 0.75	21.0	29.5	SE. 1	NNE. 1	N. 1	NNE. 1	8.4	10	9	9	8	3.4	8.6	9
24	29.8	29.8	30.2	29.77	+ 5.05	29.4	30.3	NNE. 2	NNE. 3	NNE. 3	NNE. 2	**23.6**	9	2	0	3	11.4	0.1	....
25	30.1	30.5	30.6	30.26	+ 5.51	29.9	30.7	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	7.9	10	1	0	4	8.0	....	....
26	30.1	29.1	29.1	29.52	+ 4.74	28.7	30.5	SSW. 1	NNE. 1	NE. 1	NNE. 1	5.9	10	1	0	3	8.7	....	....
27	29.0	26.9	26.3	27.58	+ 2.77	25.7	29.3	NE. 1	NNE. 1	NE. 1	NE. 1	4.0	1	1	0	2	10.8	....	....
28	26.8	25.3	25.2	25.74	+ 0.90	24.2	26.8	NNE. 1	NNE. 2	NE. 1	NNE. 1	12.3	0	0	0	0	**13.0**	....	....
29	26.4	24.3	23.4	21.72	− 0.16	23.0	26.5	NE. 1	NNE. 1	W. 1	var.	5.2	1	1	0	3	10.4	....	....
30	23.8	22.5	23.2	23.08	− 1.83	21.3	23.9	SW. 1	NNE. 1	SE. 1	NNE. 1	4.8	4	9	10	8	10.5	7.0	6
Mois	21.75	24.09	21.28	24.32	− 0.45							7.51	7.0	5.4	5.9	6.1	177.7	105.8	102

GENÈVE — AVRIL 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	°	°	°	°	°	°	°								°	°	mm.
1	+ 5.3	+ 8.2	+ 7.0	+ 6.94	+ 0.11	+ 1.4	+10.3	80	66	84	74	+ 2	61	92	6.8	− 0.5	885
2	2.1	11.8	8.7	7.60	+ 0.63	0.6	14.3	98	64	81	79	+ 7	48	**99**	—	—	875
3	5.6	13.5	10.8	9.61	+ 2.51	3.5	15.1	88	51	70	71	0	50	89	7.3	− 0.1	875
4	10.0	15.1	11.9	12.07	+ 4.83	7.6	17.0	70	56	67	65	− 6	59	80	8.0	+ 0.5	870
5	8.2	15.2	9.7	10.62	+ 3.21	7.2	16.3	92	45	81	76	+ 5	41	95	8.2	+ 0.6	865
6	7.1	11.0	9.4	10.18	+ 2.67	6.2	15.2	91	60	82	77	+ 6	51	93	8.4	+ 0.7	880
7	8.0	14.8	11.7	11.55	+ 3.90	7.0	17.5	90	60	80	73	+ 2	37	91	8.4	+ 0.6	855
8	9.4	18.9	11.9	**12.88**	**+ 5.09**	6.5	**21.8**	81	40	87	70	− 1	**27**	97	8.7	+ 0.9	900
9	10.5	16.2	10.8	12.19	+ 4.26	9.4	18.0	94	65	80	81	+10	60	95	—	—	885
10	9.2	11.1	8.8	10.56	+ 2.49	6.6	14.6	76	49	58	69	− 1	44	91	8.5	+ 0.5	915
11	5.1	11.8	8.1	9.10	+ 0.89	4.0	16.0	69	42	71	**57**	**−13**	32	83	9.2	+ 1.1	925
12	5.0	9.8	8.7	7.44	− 0.91	3.8	11.8	74	39	52	58	−12	31	86	8.9	+ 0.7	945
13	8.4	10.5	9.7	8.81	+ 0.32	5.8	13.3	83	83	81	83	+13	72	88	8.2	− 0.1	950
14	3.4	8.0	4.7	5.87	− 2.76	2.5	9.3	88	58	72	73	+ 3	41	93	9.0	+ 0.6	965
15	3.4	5.6	2.1	**3.68**	**− 5.09**	1.0	7.8	80	70	87	80	+10	62	95	8.2	− 0.3	995
16	1.8	6.0	3.8	3.85	− 5.06	+ 0.5	7.2	85	42	67	66	− 4	39	93	—	—	995
17	0.2	8.8	6.5	4.43	− 4.62	**− 1.5**	9.4	82	53	83	76	+ 6	50	94	7.4	− 1.3	1055
18	6.8	8.1	5.4	6.63	− 2.56	+ 3.5	10.4	74	74	83	78	+ 8	60	91	7.7	− 1.1	1070
19	5.1	6.4	6.6	5.91	− 3.43	3.6	9.8	72	77	71	75	+ 5	53	87	6.9	− 1.9	1085
20	5.6	12.4	10.3	8.91	− 0.54	2.8	14.0	83	41	56	64	− 6	38	95	7.4	− 1.6	1055
21	8.2	16.0	12.3	10.71	+ 1.09	6.5	18.3	81	46	64	70	0	42	91	—	—	1035
22	8.8	6.0	5.1	7.64	− 2.12	4.2	12.8	91	82	81	**87**	**+17**	78	96	7.2	− 2.0	1035
23	5.7	8.3	6.8	6.85	− 3.06	4.3	9.4	79	57	71	70	0	48	91	—	—	1045
24	6.2	10.5	8.2	8.06	− 1.99	4.2	11.5	78	55	70	69	0	53	88	—	—	1085
25	6.9	11.4	10.0	9.16	− 1.04	5.2	14.0	77	55	76	70	+ 1	48	84	7.7	− 1.8	1075
26	7.4	13.0	11.0	9.86	− 0.54	4.8	14.5	90	66	81	79	+10	64	92	8.2	− 1.4	1065
27	8.2	14.6	13.6	12.10	+ 1.62	5.2	19.2	90	61	74	74	+ 5	40	91	9.4	− 0.3	1085
28	10.2	15.0	11.8	12.20	+ 1.57	9.0	15.8	67	52	55	61	− 8	45	83	10.0	+ 0.2	1095
29	9.0	11.0	13.2	11.45	+ 0.68	4.8	17.2	71	54	66	63	− 6	40	84	10.5	+ 0.6	1125
30	+10.2	+11.8	+11.0	+11.76	+ 0.81	+ 6.0	+16.6	76	58	90	70	+ 1	47	89	—	—	1135
Mois	+ 6.71	+11.87	+ 9.00	+ 8.95	− 0.02	+ 4.66	+13.95	82	57	71	72	+ 2			8.27	− 0.51	987

MOYENNES DE GENÈVE — AVRIL 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc	25.88	25.71	25.85	25.77	24.89	24.16	24.70	25.14	25.26
2e »	23.17	22.92	23.21	23.32	22.66	22.24	22.21	22.67	22.80
3e »	25.03	24.91	25.17	24.99	24.72	24.23	24.73	25.35	24.89
Mois	24.69	24.52	24.75	24.69	24.09	23.54	23.88	24.38	24.32

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 7.87	+ 6.96	+ 7.54	+11.29	+14.21	+14.57	+11.46	+ 9.48	+10.42
2e »	4.79	4.38	4.51	6.90	9.04	8.62	7.24	6.24	6.47
3e »	7.83	6.43	8.08	10.92	12.36	12.87	11.46	9.84	9.97
Mois	+ 6.83	+ 5.92	+ 6.71	+ 9.70	+11.87	+12.02	+10.05	+ 8.52	+ 8.95

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	85	89	86	68	56	53	72	79	74
2e »	81	82	79	65	58	59	68	75	71
3e »	80	85	80	67	59	55	68	76	71
Mois	82	85	82	67	57	56	70	77	72

Dans ce mois l'air a été calme 33 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NNE}{SSW} = \frac{92}{74} = 1.24$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

	mm
Pression atmosphérique.......	24.37
Nébulosité..................	6.1
Température $\frac{7 + 1 + 9}{3}$ ..	+ 9°.19
Température $\frac{7 + 1 + 2 \times 9}{4}$ ..	+ 9°.14
Fraction de saturation	71 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

	mm
Press. atmosphér.. (1836-1875).	24.77
Nébulosité.. ..... (1847-1875).	5.8
Hauteur de pluie.. (1826-1875).	56.8
Nombre de jours de pluie. (id.).	11
Température moyenne... (id.).	+ 8°.97
Fraction de saturat. (1849-1875).	70 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	114.2	105.9	99.9	103.9	93.2	79.0	90.6

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	74.2	105.8	101.1	89.0	96.1	91.7

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

D'AVRIL 1916

Du 3 au 7, du 11 au 16, du 18 au 20 et du 22 au 24, neige.
Les 6, 14, 15, 22 et 23, brouillard toute la journée.
4, 5, 9, 11, 21, 24 et 28, brouillard une partie de la journée.
5, 6, 7, 21 et 22, vent violent.
14, 15, 16, 22 et 23, très forte bise

GRAND SAINT-BERNARD — AVRIL 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	68.0	68.5	68.7	**68.4**	+ **8.1**	67.9	**69.1**	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	0	0	0	....	....
2	67.4	67.9	68.0	67.8	+ 7.4	67.3	68.6	SW. 0	SW. 1	NE. 1	var.	0	0	0	0	....	....
3	67.1	67.2	66.9	67.1	+ 6.6	66.8	68.2	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	4	3	2	0.5	1
4	65.0	64.4	62.7	64.0	+ 3.5	62.2	66.8	SW. 1	SW. 2	SW. 1	SW. 1	10	10	10	10	14.3	16
5	60.8	61.4	62.0	61.4	+ 0.8	60.6	62.2	SW. 3	SW. 1	SW. 2	SW. 2	10	10	10	10	4.0	5
6	62.0	62.0	62.0	62.0	+ 1.1	61.7	62.3	NE. 1	SW. 4	SW. 5	SW. 4	10	10	10	10	3.7	4
7	61.3	61.1	61.0	61.1	+ 0.4	60.8	61.6	SW. 2	SW. 3	SW. 5	SW. 3	10	10	10	10	8.0	8
8	61.8	62.8	63.3	62.6	+ 1.8	61.6	63.7	SW. 2	SW. 1	NE. 1	SW. 1	10	10	3	8	0.2	....
9	64.0	64.7	65.5	64.7	+ 3.9	63.7	65.5	NE. 0	NE. 1	SW. 0	calme	4	2	10	5	....	....
10	64.1	63.6	63.0	63.7	+ 2.8	62.2	65.3	NE. 1	NE. 2	NE. 1	NE. 1	1	9	1	4	....	....
11	60.3	59.5	57.8	59.2	− 1.8	57.0	62.2	NE. 0	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	0	10	3	5.7	7
12	57.2	59.2	60.5	59.0	− 2.1	56.2	60.6	NE. 3	NE. 1	NE. 1	NE. 2	10	1	10	7	23.0	23
13	60.0	59.2	57.4	58.9	− 2.2	56.0	60.4	NE. 0	NE. 0	NE. 1	calme	10	10	10	10	20.0	20
14	54.8	56.3	58.2	56.4	− 4.8	54.1	58.4	NE. 5	NE. 4	NE. 4	NE. 4	10	10	10	10	**29.0**	**30**
15	58.3	58.7	58.0	58.3	− 3.0	57.4	58.8	NE. 5	NE. 3	NE. 4	NE. 4	10	10	10	10	7.3	14
16	59.0	59.7	61.3	60.0	− 1.4	58.4	61.3	NE. 3	NE. 3	NE. 2	NE. 3	10	10	3	8	1.3	2
17	60.1	60.8	59.5	60.1	− 1.4	58.8	61.2	NE. 3	NE. 2	NE. 0	NE. 2	3	3	4	3	0.2	....
18	55.0	54.5	54.3	54.6	− 6.9	54.1	58.8	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	10	10	10	10	19.1	26
19	52.8	52.5	54.1	**53.1**	− **8.5**	**52.4**	54.3	NE. 1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	10	10	2	7	4.9	9
20	54.2	55.6	57.6	55.8	− 5.9	54.0	57.7	SW. 1	SW. 1	SW. 0	SW. 1	2	3	1	2	2.0	5
21	58.1	58.5	57.6	58.1	− 3.7	57.3	58.6	SW. 1	SW. 1	SW. 5	SW. 2	4	10	10	8	....	....
22	54.5	53.3	55.2	54.3	− 7.6	52.5	57.3	SW. 3	SW. 4	NE. 4	SW. 3	10	10	10	10	9.0	10
23	57.0	58.5	61.7	59.1	− 2.9	56.0	62.1	NE. 5	NE. 4	NE. 3	NE. 4	10	10	10	10	13.0	13
24	63.2	64.1	65.2	64.2	+ 2.1	62.1	65.3	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	4	5	6	2.3	3
25	65.7	67.7	68.4	67.3	+ 5.1	65.2	68.6	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	1	0	0	0	....	....
26	67.2	68.2	68.6	68.0	+ 5.8	67.1	68.7	SW. 0	SW. 1	SW. 0	calme	0	0	0	0	....	....
27	67.1	66.9	66.7	66.9	+ 4.6	66.4	68.6	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
28	64.2	63.6	64.5	64.1	+ 1.7	63.3	66.4	NE. 1	NE. 2	SW. 1	NE. 1	1	2	10	4	....	....
29	63.2	63.3	63.1	63.2	+ 0.7	62.9	64.3	NE 1	NE 0	NE 0	calme	2	1	1	1	....	....
30	62.0	62.1	63.5	62.5	− 0.1	61.8	63.6	NE. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	2	8	10	7	0.2	....
Mois	61.19	61.53	61.88	61.53	− 0.10							5.7	5.9	6.1	5.9	167.7	196

GRAND SAINT-BERNARD — AVRIL 1916

Jour du mois	Température 7 heures	1 heure	9 heures	Moyenne 3 Observ.	Ecart avec la normale	Minimum	Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Min.	Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 1.2	+ 1.5	− 0.2	0.0	+ **5.5**	− 2.6	+ 1.6	68	67	76	70	60	80
2	− 2.5	3.2	− 1.4	− 0.2	+ 5.2	− 3.5	6.1	43	41	83	**56**	**23**	92
3	− 1.5	+ 0.3	− 1.2	− 0.8	+ 4.4	− 4.0	+ 0.5	55	80	94	76	47	96
4	− 3.2	− 2.4	− 4.0	− 3.2	+ 1.9	− 4.4	− 2.0	100	100	98	**99**	84	100
5	− 4.0	− 2.5	− 3.7	− 3.4	+ 1.6	− 4.8	− 2.2	95	90	96	94	86	97
6	− 4.3	− 2.2	− 3.2	− 3.2	+ 1.7	− 5.0	− 1.7	96	96	96	96	94	97
7	− 5.0	− 2.9	− 3.7	− 3.9	+ 0.8	− 6.0	− 2.8	92	89	97	93	84	98
8	− 2.4	− 1.2	− 4.4	− 2.7	+ 1.9	− 4.8	− 0.8	97	96	90	94	82	98
9	− 2.8	+ 1.5	− 0.3	− 0.5	+ 4.0	− 4.8	+ 2.1	94	68	87	86	63	99
10	− 2.8	+ 0.8	− 2.2	− 1.4	+ 3.0	− 3.8	1.8	97	71	85	84	60	99
11	− 1.6	+ 2.1	− 4.2	− 1.2	+ 3.0	− 4.7	+ 5.5	57	63	100	73	41	100
12	− 9.7	− 4.3	− 2.7	− 5.6	− 1.5	− 10.3	− 2.0	94	76	97	89	60	98
13	− 3.7	+ 0.8	− 3.2	− 2.0	+ 2.0	− 4.0	+ 1.7	97	70	96	88	62	98
14	− 9.2	− 9.2	− 10.5	− 9.6	− 5.8	− 11.3	− 3.6	94	91	92	92	90	96
15	− 11.2	− 9.5	− 12.2	− 11.0	− 7.3	− 13.0	− 8.3	92	91	91	91	88	95
16	− 13.7	− 10.2	− 13.2	− **12.4**	− **8.9**	− **15.6**	− 10.0	91	90	81	87	77	94
17	− 13.3	− 4.8	− 4.0	− 7.4	− 4.0	− 14.0	− 2.0	52	68	96	72	30	98
18	− 5.6	− 4.3	− 7.8	− 5.9	− 2.6	− 8.2	− 2.0	85	86	95	89	64	96
19	− 9.3	− 5.3	− 9.5	− 8.0	− 4.9	− 9.8	− 4.2	73	72	84	76	60	91
20	− 8.5	− 4.2	− 5.8	− 6.2	− 3.2	− 10.0	− 3.0	84	46	75	68	26	87
21	− 3.5	− 1.8	− 2.7	− 2.7	+ 0.2	− 6.0	− 1.5	77	93	100	90	65	100
22	− 3.0	− 1.7	− 7.2	− 4.0	− 1.3	− 7.8	− 1.6	100	100	93	98	88	100
23	− 8.6	− 6.8	− 8.5	− 8.0	− 5.4	− 9.6	− 6.0	91	88	88	90	85	95
24	− 8.5	− 2.9	− 3.5	− 5.0	− 2.6	− 9.0	− 1.1	92	83	99	88	77	91
25	− 4.2	+ 1.0	− 1.2	− 1.4	+ 0.9	− 6.0	+ 2.7	73	74	64	70	36	84
26	− 1.1	3.9	+ 1.5	+ 1.4	+ 3.5	− 2.0	**7.3**	62	55	68	62	38	74
27	− 0.2	5.1	+ 0.8	**1.9**	+ 3.9	− 1.0	6.0	79	72	90	80	49	93
28	− 0.7	2.8	− 1.2	0.3	+ 2.1	− 1.4	5.8	89	60	94	81	33	95
29	− 2.5	5.2	− 1.5	+ 0.4	+ 2.1	− 4.7	5.7	74	53	85	71	37	88
30	− 1.7	+ 1.3	− 1.6	− 0.7	+ 0.9	− 4.0	+ 2.7	87	73	95	85	55	96
Mois	− 1.98	− 1.56	− 1.08	− 3.51	− 0.27	− 6.54	− 0.18	83	77	89	83		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — AVRIL 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — $0^{mm}.22$. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 500^{mm} + | **Fraction de saturation en %**

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	64.18	64.36	64.31	64.28	84	80	91	85
2e »	57.17	57.60	57.87	57.55	82	75	91	83
3e »	62.22	62.62	63.45	62.76	83	75	87	81
Mois	61.19	61.53	61.88	61.53	83	77	89	83

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. $\frac{7+1+9}{3}$	Moyenne. $\frac{7+1+2\times 9}{4}$
	°	°	°	°	°
1re décade	— 2.97	— 0.39	— 2.43	— 1.93	— 2.05
2e »	— 8.58	— 4.89	— 7.31	— 6.93	— 7.02
3e »	— 3.40	+ 0.61	— 2.51	— 1.77	— 1.95
Mois	— 4.98	— 1.56	— 4.08	— 3.54	— 3.67

Dans ce mois l'air a été calme 200 fois sur 1000.

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{85}{62} = 1.37$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	92.5	75.2	48.9	167.7
Neige en centimètres....	—	10	49	196

ENTROPIE GÉNÉRIQUE
ET MÉLANGES GAZEUX

PAR

Edouard GUILLAUME

---

§ 1. Deux hypothèses arbitraires de la Thermodynamique

Lorsque l'on compare les résultats généralement admis de la Thermodynamique classique, avec les conséquences de la Théorie statistique, on se heurte à maintes difficultés.

Dans le présent travail, nous nous proposons d'en examiner deux.

Nous avons montré [1] que l'entropie statistique d'une masse gazeuse monoatomique M, comprenant N molécules de masse m, et occupant un volume V à la température T, avait pour expression :

$$(1) \qquad -\bar{\mathsf{H}} = \mathrm{N}\left\{\log\frac{\mathrm{V}}{v} + \frac{3}{2}\log \mathsf{T} + \log\left(\frac{\pi e k}{\varepsilon}\right)^{\frac{3}{2}}\right\},$$

où k est la constante universelle d'énergie moléculaire ; v est le domaine élémentaire de volume et ε le domaine élémentaire d'énergie. Pour avoir en mémoire leur signification mathématique, il suffit, par exemple, de se rappeler que toutes les molécules qui sont dans un même domaine v sont censées avoir des coordonnées identiques ; on peut dire que ces domaines ou cases jouent un rôle analogue aux éléments infiniment petits dans le calcul différentiel et intégral [2].

[1] Ed. Guillaume, la Théorie des Probabilités et la Physique, *Archives*, 1915, t. XXXIX, p. 316.

[2] Quant à une signification physique simple, voir *Archives*, ce numéro, p. 487.

Comparons la formule ci-dessus à l'expression donnée dans les traités de Thermodynamique. On a :

(2) $$S = \frac{M}{\mu}\left(\frac{R}{J}\log\frac{V}{M} + c_v \log T + s_0\right),$$

où s_0 est une constante arbitraire ne dépendant pas de M ; μ est la « masse moléculaire ». Or:

$$M = Nm\ ; \qquad \mu = N_A m\ ; \qquad R = kN_A\ ; \qquad c_v = 3\ ,$$

d'où

(3) $$S = \frac{k}{J} N \left\{ \log\frac{V}{N} + \frac{3}{2}\log T + \left(\frac{J}{k}s_0 - \log m\right)\right\}.$$

On voit immédiatement que (1) ne pourra être identifié à (3) que si l'on pose par exemple :

(4) $$v = v_0 N\ ,$$

où v_0 est une constante aussi petite que l'on veut, puisqu'on pourra toujours reléguer $\log v_0$ dans la constante arbitraire.

Boltzmann, et avec lui la plupart des cinétistes, tournent la difficulté en prenant d'emblée le *volume spécifique,* ce qui revient à faire implicitement une hypothèse analogue à (4).

M. Planck, par contre, introduit explicitement une relation semblable. Prenant le domaine élémentaire total, il pose

(4′) $$v\varepsilon^{\frac{3}{2}} = \frac{g}{(2m)^{\frac{3}{2}}} N$$

et le fait ainsi varier en outre avec la masse m ; g est supposé indépendant de N et de m.

Il l'avait déduite de certaines conséquences du postulat thermique de Nernst, suivant lequel l'entropie d'un corps liquide ou solide au zéro absolu, est nulle. Il en concluait que les domaines élémentaires devaient avoir une signification chimique, analogue à une sphère d'influence *(Wirkungssphäre).* MM. O. Sackur et H. Tetrode ont même cru déduire des constantes expérimentales des différents gaz, notamment de l'argon et du mercure, que g était égal à h^3, où h est le quantum d'action de la théorie du rayonnement de Planck. Si cette relation

devait se vérifier d'une façon générale, dit alors M. Planck, on aurait acquis un résultat d'une importance fondamentale pour toute la Thermodynamique et la théorie de l'affinité[1].

Or, il faut l'avouer, il est extrêmement difficile, pour ne pas dire impossible, de donner une interprétation physique satisfaisante aux relations (4) et (4').

Et l'on est conduit à chercher autre chose.

La relation (1) est, comme nous l'avons montré ailleurs, une conséquence rigoureuse des Principes généraux de la Théorie statistique; cette théorie ne cherche qu'à donner une interprétation statistique du Principe de l'équivalence et du Principe de Carnot ; il serait dès lors très grave que les relations (2) ou (3) fussent une conséquence rigoureuse de ces seuls Principes, parce que, dans ce cas, leur interprétation statistique serait liée à l'équation (4) ou (4') ou d'autres analogues, dont la signification est fort obscure. Heureusement, il n'en est rien : et il est aisé de montrer que les relations (2) ou (3) contiennent une hypothèse particulière, tout à fait étrangère aux deux Principes.

En effet, en Thermodynamique, l'entropie est définie, en unités thermiques, par :

$$(5) \qquad d\mathrm{S} = \frac{d\mathrm{U} + p\,d\mathrm{V}}{\mathrm{JT}} .$$

D'autre part, l'équation d'état des gaz parfaits peut s'écrire sous la forme universelle :

$$(6) \qquad p\mathrm{V} = k\mathrm{NT} .$$

En appelant c_m la chaleur moléculaire à volume constant, et en posant :

$$c = \frac{\mathrm{J}}{k}\frac{c_m}{\mathrm{N_A}} ,$$

on a :

$$(7) \qquad d\mathrm{U} = c\mathrm{N}\,d\mathrm{T} ,$$

de sorte qu'en substituant dans (5) et en intégrant, on trouve :

$$(8) \qquad \mathrm{S} = \frac{k}{\mathrm{J}}\mathrm{N}(\log \mathrm{V} + c \log \mathrm{T}) + f(\mathrm{N}, m) .$$

[1] M. Planck, *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung* et *Die gegenwärtige Bedeutung der Quantenhypothese für die kinetische Gastheorie,* conférence tenue à Göttingue en 1913.

Dans cette relation, $f(N, m)$ désigne la constante d'intégration qui, en effet, peut dépendre de N et de m.

Nous voyons donc que l'expression de l'entropie d'un gaz, telle qu'elle résulte des deux seuls Principes de la Thermodynamique et de l'équation d'état, peut parfaitement être identifiée à l'entropie statistique sans faire appel à une hypothèse spéciale sur les domaines élémentaires.

Par contre, pour retrouver l'expression habituelle (2) ou (3), il faut faire une hypothèse supplémentaire, à savoir poser pour la fonction arbitraire :

$$f(N, m) = \frac{k}{J} \left\{ N \left(\frac{J}{k} s_0 - \log m \right) - N \log N \right\}, \tag{9}$$

D'où vient-il donc que, dans tous les traités de Thermodynamique, on donne l'expression (2) et non l'expression (8)? Simplement du fait que l'on part toujours, non d'un volume quelconque V, mais du *volume spécifique* v. L'équation différentielle s'accorde de l'un et de l'autre, puisque :

$$\frac{dv}{v} = \frac{dV}{V}, \tag{10}$$

mais, lorsqu'on intègre, on est conduit à log v au lieu de log V, ce qui change la fonction arbitraire d'intégration et introduit explicitement $\frac{V}{M}$ au lieu de V.

Tant qu'on opère sur la même masse d'un gaz, ou sur deux masses différentes d'un même gaz, la fonction arbitraire d'intégration ne joue aucun rôle, et nous pouvons la choisir comme bon nous semble. Par contre, cette fonction prendra une importance très grande dans les mélanges gazeux, et il est piquant de constater que la belle théorie de la dissociation, les théories de Gibbs et de Planck, la loi d'action de masse, reposent toutes sur deux hypothèses arbitraires :

1° La fonction $f(N, m)$ a la forme (9).

2° L'entropie d'un mélange de plusieurs gaz est égale à la somme des entropies qu'aurait chacun d'eux s'il occupait seul le volume entier du mélange à la même température.

Ces théories ne sont donc nullement des conséquences *pures* des deux Principes et de l'équation d'état.

Nous allons montrer que la théorie statistique peut rendre compte très facilement de l'expression généralement adoptée pour l'entropie d'un mélange gazeux, si l'on introduit, comme le propose Gibbs dans ce but, les *ensembles génériques*.

§ 2. Entropie générique

Résumons brièvement les résultats que nous avons développés dans notre travail sur la *Théorie des Probabilités et la Physique*.

Considérons un système physique dont l'énergie

$$E(x_1, x_2, \dots, x_n; a_1, a_2, \dots)$$

est fonction d'un nombre immense n de paramètres $x_1, x_2, \dots, x_n$, et de *coordonnées extérieures* $a_1, a_2, \dots$, supposées invariables qui définissent la position d'ensemble du système par rapport aux corps extérieurs, tels, par exemple, que le cylindre et le piston pour un gaz. Un état du système, c'est-à-dire un groupe de valeurs des n paramètres, pourra être représenté par un seul point de l'hyperespace à n dimensions. Par suite de l'agitation thermique, etc., ces valeurs changent constamment, et cela d'une manière continue. Pour obtenir la discontinuité nécessaire à l'application du calcul des probabilités, nous ne considérerons pas le point représentatif à deux instants infiniment rapprochés t et $t + dt$, mais à deux instants séparés par un intervalle fini τ, qui peut être grand, comme le montre la lenteur des phénomènes de diffusion. Nous pourrons alors dire que les états aux instants t et $t + \tau$ sont à peu près *indépendants* l'un de l'autre, parce que la trajectoire du point représentatif dans l'espace à n dimensions est très *compliquée* ; cette complication résulte directement de ce que n est très grand : c'est un postulat qui sert de base à la théorie que nous esquissons. Nous *pointerons* alors, à intervalles fixes τ, un grand nombre de fois n_0, la position du point représentatif ; nous obtiendrons ainsi un ensemble de n_0 points formant une certaine

répartition R; nous recommencerons cette opération un grand nombre de fois, et nous obtiendrons une série de répartitions :

$$R_1, R_2, R_3, \ldots$$

dont nous déterminerons la moyenne. Pour que celle-ci existe, il faut et il suffit que l'énergie du système oscille autour d'une valeur moyenne E. Nous dirons que le système est *quasi-conservatif*. De plus, pour définir complètement les répartitions, nous imaginerons l'hyperespace divisé en un très grand nombre de domaines élémentaires ou cases, si petits, que l'on puisse dire que tous les points représentatifs qui se trouvent dans une même case, représentent le système dans des états identiques. S'il y a $\mathfrak{n}(x_1, x_2, \ldots, x_n)$ points dans la case de coordonnées $x_1, x_2, \ldots x_n$, la probabilité pour que le système soit dans l'état considéré, sera par conséquent :

$$\mathfrak{p} = \frac{\mathfrak{n}(x_1, x_2, \ldots, x_n)}{\mathfrak{n}_0} . \tag{11}$$

Il est dès lors facile de montrer que la répartition moyenne, — qui est en même temps la plus probable, — compatible avec l'énergie $E(x_1, x_2, \ldots, x_n; a_1, a_2, \ldots)$, est définie par la probabilité :

$$\bar{\mathfrak{p}} = e^{\frac{\psi - E}{\theta}} , \tag{12}$$

où ψ et θ sont deux constantes ; θ est lié à la température absolue par :

$$\theta = k\mathsf{T} . \tag{13}$$

A cet effet, on introduit l'*entropie statistique* par l'expression :

$$-\mathsf{H} = -\sum_{\mathfrak{D}} \mathfrak{p} \log \mathfrak{p} , \tag{14}$$

où la somme est étendue au domaine $\mathfrak{D}$ comprenant toutes les cases ; c'est le domaine à l'intérieur duquel varient les paramètres x. On a alors le théorème fondamental [1] :

[1]) *Loc. cit.*, p. 219.

Pour la répartition moyenne, la valeur de l'entropie statistique est maximum et l'on peut écrire :

$$(15) \quad \begin{cases} (-\mathsf{H})_{max} = -\overline{\mathsf{H}} = -\overline{\log \bar{\mathfrak{p}}} = -\log \bar{\bar{\mathfrak{p}}} , \\ \text{avec} \qquad \bar{\bar{\mathfrak{p}}} = e^{\frac{\psi - \bar{E}}{\theta}} . \end{cases}$$

Dans cette théorie, nous supposons que tous les paramètres $x_1, x_2, \ldots x_n$ se *différencient* les uns des autres. Or, tel n'est pas le cas dans les systèmes envisagés, composés d'un très grand nombre de *molécules identiques*. Pour ces systèmes et leur réaction avec d'autres systèmes, peu importe que ce soient les molécules m ou m' qui aient les coordonnées x_0, y_0, z_0, les vitesses $\dot{x}_0$, $\dot{y}_0$, $\dot{z}_0$, etc., puisque m ne se distingue en rien de m'. Nous pouvons dès lors considérer comme identiques tous les états obtenus simplement en permutant entre elles les molécules identiques. Nous dirons que tous ces états forment un seul *état générique*, et les premiers seront désignés sous le nom d'*états spécifiques*. Chaque case représente donc un état spécifique, et à un état générique correspondra un *groupe* de cases. La probabilité pour que le système soit dans un certain état générique sera donc égale à la probabilité pour qu'il soit dans une certaine case multiplié par le nombre de toutes les cases considérées comme identiques à la première. S'il y a ν molécules d'espèces différentes, il y aura autant de cases identiques qu'on pourra faire de permutations entre les molécules de même espèce, de sorte que la probabilité d'un état générique sera :

$$(16) \qquad \mathfrak{P} = N_1 ! \, N_2 ! \, \ldots \, N_\nu ! \, \mathfrak{p} ,$$

où N_1, N_2, ... N_ν désignent respectivement le nombre de molécules de chaque espèce ; leur somme N est supposée invariable.

Nous définirons l'*entropie générique* $\mathfrak{H}$ *par la valeur moyenne, prise négativement sur tout le domaine* Σ, *du logarithme de la probabilité générique* $\mathfrak{P}$:

$$(17) \qquad -\mathfrak{H} = \frac{-\sum\limits_{\Sigma} \mathfrak{P} \log \mathfrak{P}}{\sum\limits_{\Sigma} \mathfrak{P}} = -\sum_{\Sigma} \mathfrak{p} \log \mathfrak{P} .$$

On a donc :

$$\bar{\mathfrak{H}} = \bar{\mathsf{H}} + \log N_1!\ N_2!\ \ldots\ N_\nu! \tag{18}$$

et en remplaçant par la formule de Stirling, puisque les N_i sont tous supposés très grands :

$$\bar{\mathfrak{H}} = \bar{\mathsf{H}} + \sum_1^\nu N_i \log N_i + \frac{1}{2}\sum_1^\nu \log N_i - N + \log (2\pi)^{\frac{\nu}{2}} . \tag{19}$$

La seconde somme sera toujours très petite par rapport à la première, de sorte que, physiquement, elle ne jouera pas un rôle appréciable.

§ 3. Entropie générique d'un mélange gazeux

Nous avons montré [1] que l'entropie spécifique d'un système mécanique quelconque à n degrés de liberté, dont l'énergie potentielle est $U(q_1, q_2, \ldots q_n, a_1, a_2 \ldots)$ avait pour expression :

$$-\bar{\mathsf{H}} = \log \left\{ e^{\frac{\bar{U}}{\theta}} \left(\sum_{\mathfrak{D}_q} e^{-\frac{U}{\theta}} \right) \left(\frac{\pi e \theta}{\varepsilon} \right)^{\frac{n}{2}} \right\} , \tag{20}$$

où la $\sum$ doit être étendue au domaine total $\mathfrak{D}_q$ de variation des paramètres q. Dans le cas des gaz, l'énergie est considérée comme entièrement cinétique; l'énergie potentielle, qui n'a de valeur appréciable qu'au moment des chocs, peut être négligée, vu que le temps pendant lequel deux molécules sont très voisines est extrêmement petit comparé au temps de libre parcours moyen. Par contre, il y a une énergie potentielle due à l'action des gaz sur les parois du récipient qui les contient. La fonction U ne dépend donc que des coordonnées extérieures; elle devient égale à $\bar{U}$ et on peut dès lors sortir le facteur $e^{-\frac{U}{\theta}}$ du signe $\sum$; chaque terme de cette somme se réduit à l'unité; devant être

[1]) *Loc. cit.*, p. 313.

étendue au domaine $\mathfrak{D}_q$ tout entier, elle ne sera autre chose que le nombre K_q de cases en lesquelles ce domaine aura été subdivisé. Comme nous l'avons dit ailleurs, ce résultat trouve son interprétation simple dans le fait que les points représentatifs sont uniformément distribués dans $\mathfrak{D}_q$.

Pour K_q, nous ne devons pas prendre la valeur vraie, mais une certaine valeur *apparente,* afin de rester en concordance avec l'équation d'état des gaz parfaits. En effet, la relation (6) est universelle et ne dépend pas de l'atomicité de la molécule: la pression p est calculée en envisageant la molécule comme un édifice à *trois* degrés de liberté, et seule, dans ce calcul, la vitesse du centre de gravité de l'édifice est prise en considération. On admet donc que l'énergie autour du centre de gravité ne joue aucun rôle dans la pression, celle-ci ne résultant que de l'énergie de translation. Dans cette hypothèse simple, toutes les molécules peuvent être traîtées comme des molécules identiques à 3 libertés. Supposons, pour simplifier, les cases cubiques dans l'espace ordinaire; leur côté sera $\sqrt[3]{v}$ et la case correspondante de l'hyperespace pour tout le gaz sera $(\sqrt[3]{v})^{3N}$ ou v^N; raisonnant sur V de la même manière, on voit que:

$$K_q = \left(\frac{V}{v}\right)^N ,$$

de sorte que:

$$(21) \qquad -\bar{H} = N \log V - N \log v + \log \left(\frac{\pi e}{\varepsilon}\right)^{\frac{n}{2}} .$$

Appelons $l_1, l_2, \ldots l_\iota$ le nombre des libertés de chaque espèce de molécules. On a:

$$n = \sum_1^\iota N_i l_i ,$$

$$N = \sum_1^\iota N_i .$$

Posons [1]:

$$c_i = \frac{l_i}{2} ,$$

[1]) Nous laissons ici de côté les difficultés touchant les relations entre les chaleurs spécifiques et le nombre de libertés.

on trouve alors facilement à l'aide de (19):

$$(22) \quad \begin{cases} -\bar{\mathfrak{H}} = \sum_1^\nu N_i \log \frac{V}{N_i} + \log T \sum_1^\nu N_i c_i - \frac{1}{2} \sum_1^\nu \log N_i \\ + \frac{n}{2} \log\left(\frac{\pi e k}{\varepsilon}\right) + N \log\left(\frac{e}{v}\right) + \log (2\pi)^{\frac{\nu}{2}} . \end{cases}$$

Telle est l'expression générale de l'*entropie d'un système de* ν *gaz différents occupant le volume* V *à la température* T. C'est de cette expression, moins la troisième somme, que l'on part pour établir la théorie de la dissociation et la loi d'action de masse, et le terme $-\sum N_i \log N_i$ y joue un rôle prépondérant. Quant à la troisième somme, il est aisé de voir qu'elle ne donnera, lors de la variation du potentiel thermodynamique, que des variations négligeables par rapport à celles que donne la première somme. En effet, celle-ci fournit des termes de la forme:

$$-\delta N_i(1 + \log N_i) \ ,$$

tandis que l'autre donne des termes de la forme:

$$-\frac{\delta N_i}{N_i} \ ,$$

comme N_i est immense, ces dernières variations seront insensibles par rapport aux premières.

Nous pouvons donc, en définitive, énoncer le résultat:

La loi d'action de masse est une conséquence immédiate de l'entropie générique, laquelle s'impose lorsque le système comporte des molécules de même espèce en très grand nombre; cette loi n'exprime alors pas autre chose que la permutabilité des molécules identiques.

Dans le cas d'*un seul* gaz, on a:

$$(23) \quad \begin{cases} -\bar{\mathfrak{H}}_i = N_i \log \frac{V}{N_i} + c_i N_i \log T - \frac{1}{2} \log N_i + \frac{N_i l_i}{2} \log\left(\frac{\pi e k}{\varepsilon}\right) \\ + N_i \log\left(\frac{e}{v}\right) + \log (2\pi)^{\frac{1}{2}} , \end{cases}$$

conforme, aux termes très petits près, à l'expression habituellement employée, et l'on voit que :

$$\bar{\mathfrak{H}} = \sum_{1} \mathfrak{H}_i \,, \tag{24}$$

autrement dit.

L'entropie d'un mélange gazeux est égale à la somme des entropies qu'aurait chacun des gaz s'il occupait seul le volume total à la même température.

C'est la règle usuelle, énoncée plus haut.

§ 4. Paradoxe de Gibbs

Enfin, le paradoxe de Gibbs trouve une explication simple dans les considérations précédentes.

Envisageons, en effet, une masse gazeuse de N molécules. Si toutes les molécules sont identiques, on peut toutes les permuter ; la probabilité spécifique est alors multipliée par $N\,!$. Si les molécules sont la moitié d'une espèce, la moitié d'une autre, il faut multiplier cette même probabilité par $\frac{N}{2}\,!\,\frac{N}{2}\,!$. Il y a donc une discontinuité finie lorsqu'on passe du premier cas au second.

Prenons le cas simple, habituellement considéré, de deux gaz différents, mais dont les molécules ont le même nombre de libertés. Si l'un des gaz occupe seul le volume V à la température T, l'entropie est exprimée par la formule (23), dans laquelle nous supposerons l'indice i supprimé. Si les deux gaz occupent ensemble ce volume, la formule (24) nous donne :

$$\bar{\mathfrak{H}}_{1+2} = 2\left(\frac{N}{2}\log\frac{V}{\frac{N}{2}} + c\,\frac{N}{2}\log T - \frac{1}{2}\log\frac{N}{2} + \frac{l}{2}\,\frac{N}{2}\log\left(\frac{\pi e k}{\varepsilon}\right) + \frac{N}{2}\log\frac{e}{v} + \log\,(2\pi)^{\frac{1}{2}}\right),$$

d'où l'on tire, à l'aide de (23):

$$\bar{\mathfrak{H}}_{1+2} = \bar{\mathfrak{H}} + N\log 2 - \frac{1}{2}\log N - \frac{1}{2}\log 8\pi\;.$$

Comme les deux derniers termes sont très petits, on retrouve bien la différence finie N log 2 calculée en Thermodynamique.

Ainsi, brièvement, *le paradoxe de Gibbs résulte également de la permutabilité des molécules de même espèce.*

Une remarque encore : M. Planck voit dans le paradoxe de Gibbs la preuve de la *discontinuité* des propriétés chimiques. Voici comment, selon nous, il convient d'envisager la question. Les molécules de l'espèce 1 peuvent être infiniment peu différentes des molécules de l'espèce 2, de façon qu'à l'*échelle moléculaire,* la discontinuité soit aussi petite qu'on veut ; on prendra, par exemple, m_1 égale à m et m_2 égale à $m + dm$. Mais, à *notre échelle,* où cela a un sens de parler d'entropie, la discontinuité est proportionnelle à N, comme on vient de le voir ; elle sera donc toujours finie puisque N est toujours très grand. Le discontinu est donc une question d'échelle.

Conclusions

1. En résumé, la Théorie statistique est en parfait accord avec les résultats généraux tirés des deux Principes, quant à l'entropie des gaz.

2. Les hypothèses particulières faites sur l'entropie des gaz dans la Thermodynamique trouvent leur explication immédiate dans la Théorie statistique.

3. Cette explication ne fait pas intervenir les domaines élémentaires, qui restent indéterminés.

En terminant, je me fais un réel plaisir d'associer à ce travail le nom de mon collègue et ami, M. J. Sauter, dont l'esprit pénétrant m'a été si souvent précieux.

Berne, mai 1916.

SUR LE

FROTTEMENT INTÉRIEUR DES FILS DE QUARTZ

AUX BASSES TEMPÉRATURES

PAR

C.-E. GUYE et M. EINHORN-BODZECHOWSKI

(Suite et fin [1])

V. Résultats des expériences

Fils de verre

§ 1. *Généralités concernant les expériences avec des fils de verre.* — Indépendamment des expériences faites sur les fils de quartz, nous avons également effectué des observations sur des fils de verre. Le verre utilisé provenait de l'usine René Martin, Paris (St-Denis); M. B. Fikh a bien voulu se charger d'en faire l'analyse; les résultats ont été les suivants :

Composition du verre

SiO_2	56.25 %
PbO	25.08
Na_2O	8.02
K_2O	5.27
CaO	2.00
Al_2O_3	0.56
F_2O_3	0.30
MgO	0.30
SnO	0.08
MnO	0.05
Humidité	0.17
Perte au feu	0.22
	98.30 %

[1]) Voir *Archives*, 1916, t. XLI, p. 287 et 376.

Tous les fils provenaient du même échantillon de verre et avaient subi exactement le même traitement, avant d'être soumis aux observations. Examinés au microscope, ils se sont montrés réguliers dans toute leur longueur. L'emploi de la lumière polarisée a permis de vérifier leur complète isotropie, aussi bien avant qu'après les expériences. Enfin nous avons toujours utilisé le même mode de fixation pour tous les fils.

En ce qui concerne l'étude de la variation du décrément logarithmique λ en fonction de la température nous avons toujours suivi le même ordre dans nos expériences : en premier lieu le fil était étudié à la température de la salle, puis à celle de la glace, à celle de la neige carbonique et à celle de l'air liquide; finalement on reprenait les observations à la température de la salle.

La variation du décrément λ entre les températures de 0° et de — 79° étant très considérable, nous avons cru utile d'intercaler entre ces deux températures une observation faite à une température intermédiaire. Dans ce but nous avons refroidi de l'alcool à une température de — 45°, en y introduisant de la neige carbonique, et en brassant le mélange jusqu'à disparition complète de l'anhydride carbonique solide; dans ces conditions, l'alcool devient très visqueux. Après avoir atteint la température voulue, nous avons versé l'alcool dans le récipient Dewar en quartz de notre appareil (voir la fig. 2).

Il était facile de maintenir la température constante au degré voulu de précision en brassant légèrement le mélange et en y ajoutant de temps en temps un peu de neige carbonique. La neige carbonique flotte d'abord à la surface, mais, en refroidissant la couche supérieure du liquide, elle en fait augmenter la densité. Le liquide refroidi commence alors à descendre et entraîne des parcelles de CO_2 solide. Ce courant de convection et les bulles de gaz qui se dégagent en abondance provoquent spontanément le brassage du liquide et établissent de la sorte une température à peu près uniforme a l'intérieur du mélange réfrigérant. La température fut contrôlée au moyen d'un thermomètre à pentane.

§ 2. *Nécessité de recuire les fils de verre.* — Lorsqu'on a déterminé le décrément logarithmique λ d'abord à la température ordinaire, puis à des températures plus basses jusqu'à celle de l'air liquide, on constate, en revenant à la température initiale, que le décrément a augmenté (de 5 % environ). En recuisant le fil avant l'expérience pendant un certain temps dans un bain de sable à 350 degrés, et en le laissant revenir ensuite lentement à la température ordinaire on fait disparaître cet effet, de sorte que les valeurs de λ observées, d'abord en descendant et ensuite en remontant l'échelle des températures, se superposent complètement. Cette dernière constatation s'accorde avec les phénomènes observés antérieurement par C.-E.Guye et S. Vassileff.

§ 3. *Influence du temps sur le décrément logarithmique.* — Comme nous l'avons déjà fait remarquer plus haut, il est nécessaire, avant de commencer les observations, de laisser s'écouler quelques jours à partir du moment où un fil a été soumis à l'action de la charge de l'oscillateur. Cette précaution est indispensable parce que la valeur du décrément logarithmique est au début sujette à une diminution progressive (période d'accomodation). Au bout de deux jours, l'état moléculaire semble avoir pris son nouvel équilibre ; du moins le décrément λ a-t-il alors une valeur définitive qui ne subit plus de changement appréciable avec le temps pour une même température.

Ainsi par exemple un de nos fils de verre a fourni successivement les deux valeurs suivantes du décrément logarithmique :

18 décembre 1914 . . . $\lambda = 0{,}00513$
6 janvier 1915 . . . . $\lambda = 0{,}00511$

Les deux époques auxquelles ont été faites les déterminations de λ sont suffisamment éloignées l'une de l'autre pour qu'on puisse tirer de ces chiffres une conclusion probante. La petite différence des deux valeurs observées du décrément λ est de beaucoup inférieure aux limites des erreurs possibles.

Nous sommes donc autorisés à conclure que la valeur du

décrément logarithmique, abstraction faite de la période d'accomodation, ne subit aucun changement appréciable avec le temps.

§ 4. *Influence de l'amplitude.* — A la température de la salle, ainsi qu'à zéro, nous avons pu étudier l'influence de l'amplitude sur le décrément logarithmique λ. Le décrément semble diminuer de 1 à 2 % si l'amplitude décroît d'une valeur initiale de 2,5 degrés à la moitié de cette valeur. On trouve du reste que la valeur du décrément pour une amplitude donnée, dépend un peu de la grandeur de l'amplitude initiale, c'est-à-dire de celle avec laquelle on a lancé le système.

Si on fait partir le système avec une amplitude initiale deux fois plus grande le décrément augmente de 2 % environ. Cette constatation a été faite pour des amplitudes inférieures à trois degrés.

Les valeurs du décrément logarithmique λ indiquées dans nos tables sont des moyennes calculées toujours pour le même intervalle d'amplitudes et pour des amplitudes initiales de même grandeur. Nous avons en effet pris la précaution de lancer notre système toujours de la même façon pour rendre comparables les différentes observations bien que les différences soient petites.

En définitive si nos observations ne nous permettent pas de conclure à une indépendance absolue de l'amplitude, nous pouvons cependant affirmer que l'influence de l'amplitude, si elle existe, est certainement très faible.

§ 5. *Influence de la température.* — Le tableau ci-dessous ainsi que les courbes de la fig. 6 représentent les valeurs du décrément logarithmique λ en fonction de la température pour deux fils de même longueur qui n'ont pas tout à fait le même diamètre. On remarquera que l'allure des courbes est très régulière. Le décrément diminue assez rapidement jusqu'à environ — 79, puis bien plus lentement pour des températures inférieures jusqu'à celle de l'air liquide. Nous avons retrouvé la

Tableau VII. — *Variation du décrément logarithmique en fonction de la température. Fils de verre*

$l = 18.5$ cm. ; $I = 897$ gr. cm² ; $p = 1$ mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	Fil II ; $d_2 = 0.27$		Fil III ; $d_3 = 0.25$	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
ordinaire	15° 3.743	0.01089	18° 4.021	0.01060
0°	3.733	0.00777	4.010	0.00720
— 45°	3.717	0.00337	—	—
— 79°	3.712	0.00243	3.987	0.00236
— 194°	3.697	0.00222	3.973	0.00210

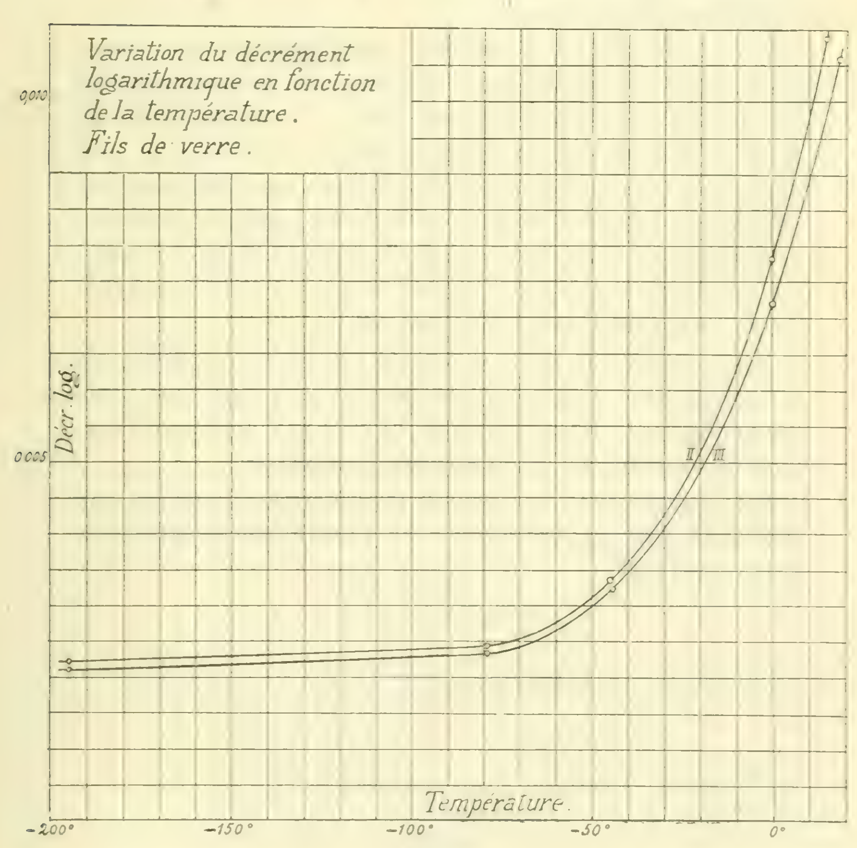


Fig. 6

même allure générale de la variation de λ pour un fil plus court.

Les deux fils auxquels se rapportent les tableaux de ce chapitre avaient les diamètres :

$$d_2 = 0{,}27 \text{ mm.} \qquad \text{et} \qquad d_3 = 0{,}25 \text{ mm.}$$

Tandis qu'à la température ordinaire les valeurs des décréments de ces deux fils diffèrent de 8 °/₀, elles se rapprochent beaucoup à la température de la neige carbonique et tendent à se confondre à celle de l'air liquide. Nous ne pensons pas que l'écart de 8 °/₀ qui se manifeste à la température ordinaire soit attribuable à la différence des diamètres ; il peut en effet tenir à beaucoup d'autres causes.

Les deux fils n'avaient peut-être pas identiquement la même constitution physique, étant données les tensions latentes qui doivent exister à l'intérieur d'un fil étiré. De plus leur forme n'était pas parfaitement cylindrique. Malgré les soins apportés à la préparation des fils de verre on n'arrive pas en effet à leur donner la forme d'un cylindre parfait. Cependant, cette condition devrait être satisfaite avec une grande précision pour permettre d'aborder l'étude de l'influence du diamètre des fils sur le décrément logarithmique.

Nous n'avions, du reste, nullement l'intention d'étendre nos recherches à cette question, précisément parce que nous nous rendions compte de ces difficultés, et nous nous sommes bornés, pour cette raison, à l'étude de deux fils seulement.

Pour calculer la valeur absolue de l'énergie consommée par oscillation à la température de l'air liquide nous avons utilisé la formule (12) :

$$\Delta P = 4\pi^2 \alpha_n^2 \lambda \frac{I}{T^2} .$$

En prenant les données relatives au fil II :

$$\alpha_n = 0{,}034, \qquad I = 897 \text{ gr. cm}^2,$$
$$\lambda = 0{,}0021, \qquad T = 4{,}02 \text{ sec.}$$

on obtient :

$$\Delta P = 0{,}0053 \text{ ergs} .$$

Tableau VIII. — *Influence de la période sur le décrément logarithmique. Fil de verre II.*

$l = 18.5$ cm. ; $d = 0.27$ mm. ; $p = 1$ mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	$I_1 = 897$ gr. cm²		$I_2 = 3400$ gr. cm²	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
+ 15°	3.743	0.01089	7.31	0.01080
0°	3.733	0.00777	7.29	0.00770
− 45°	3.717	0.00337	7.26	0.00321
− 79°	3.712	0.00243	7.25	0.00210
− 194°	3 697	0.00222	7.22	0.00174

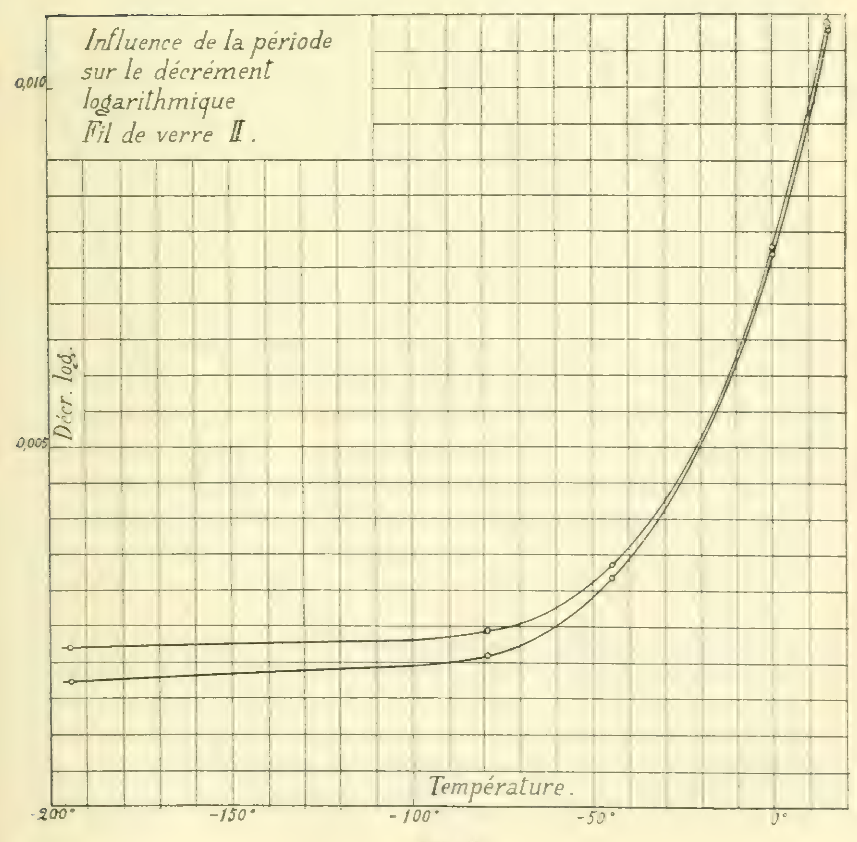


Fig. 7

TABLEAU IX. — *Influence de la période sur le décrément logarithmique*
Fil de verre III

$l = 18.5$ cm. ; $d = 0.25$ mm. ; $p = 1$ mm. Hg

TEMPÉRATURE ϑ	$I_1 = 897$ gr. cm²		$I_2 = 3400$ gr. cm²	
	Période T (sec.)	Décr. log. λ	Période T (sec.)	Décr. log. λ
— 18°	4.021	0.01060	7.854	0.01050
0°	4.010	0.00720	7.833	0.00714
— 79°	3.987	0.00236	7 788	0.00216
—194°	3.973	0.00210	7.760	0.00168

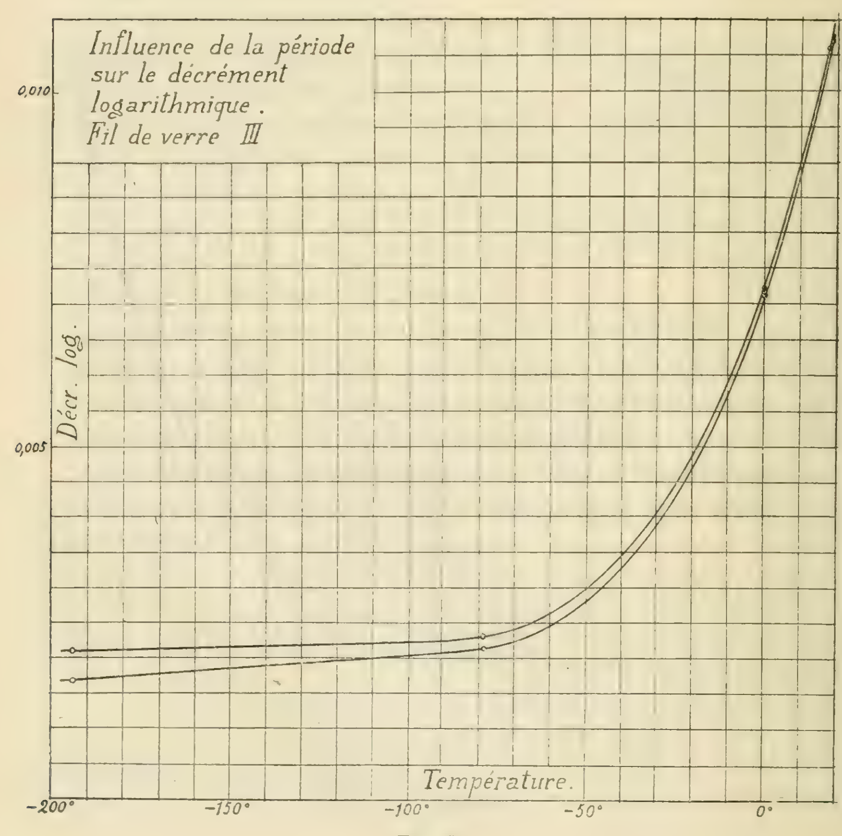


FIG. 8

Cette perte d'énergie [1] est approximativement de même grandeur que celle qui a été calculée pour le fil de quartz IV. (Voir chapitre IV, § 2).

§ 6. *Influence de la période des oscillations.* — Nous avons utilisé deux moments d'inertie différents présentant les valeurs :

$$I_1 = 897 \text{ gr. cm}^2, \qquad I_2 = 3400 \text{ gr. cm}^2.$$

Avec ces deux moments d'inertie on obtient pour un même fil des durées d'oscillation qui sont à peu près dans le rapport du simple au double. Les deux fils du paragraphe précédent ont été ainsi étudiés chacun dans les conditions qui résultent de l'emploi de ces deux moments d'inertie.

On constate alors (voir fig. 7 et 8) qu'à la température de la salle et à zéro la valeur du décrément logarithmique λ est presque indépendant de la période des oscillations ; à plus basse température par contre les valeurs du décrément observées pour deux moments d'inertie différents s'écartent de plus en plus. En ce qui concerne les plus hautes températures notre résultat s'accorde donc avec ceux de C.-E. Guye et S. Vassileff qui ont trouvé pour diverses qualités de verre qu'entre 18° et 350° le décrément ne dépend pas de la période ; résultat compatible avec la théorie de Boltzmann.

A la température de l'air liquide par contre les écarts des décréments observés pour les deux moments d'inertie indiqués atteignent environ 20 %, la variation de λ se faisant dans le sens indiqué par la théorie de M. Voigt. Cette constatation confirme donc, en l'accentuant même, le résultat obtenu pour des fils de quartz, et par conséquent les considérations exposées dans le § 3 du chapitre précédent.

§ 7. *Influence de la température sur le second module d'élasticité.* — Contrairement à ce qui a été constaté pour les fils de

[1]) A première vue on pourrait croire que cette perte est due à un amortissement parasite résiduel constant. L'étude que nous avons faite jusqu'ici des courbes et des résultats ne paraît pas favorable à cette hypothèse.

quartz, le second module d'élasticité des fils de verre augmente lorsque la température s'abaisse.

L'augmentation de la période d'oscillation T entre 0° et — 79°, respectivement entre 0° et — 194° s'exprime par les rapports :

$$\frac{T_0}{T_{-79}} = 1,006 \text{ à } 1,010 \qquad \text{et} \qquad \frac{T_0}{T_{-194}} = 1,012 \text{ à } 1,015$$

suivant l'échantillon.

On en tire pour ce qui concerne le second module d'élasticité G proportionnel au carré de la période :

$$\frac{G_{-79}}{G_0} = 1,012 \text{ à } 1,020 \qquad \text{et} \qquad \frac{G_{-194}}{G_0} = 1,024 \text{ à } 1,030 \; .$$

Entre zéro et la température de l'air liquide, le second module augmente donc de 2,4 à 3 % environ.

VI. Conclusions

Les expériences qus nous avons effectuées sur le frottement intérieur des fils de quartz et de verre à la température ordinaire et aux basses températures conduisent aux conclusions suivantes :

1. Pour le *quartz* un refroidissement à — 194° produit une modification permanente de structure physique ou chimique qui se manifeste par une augmentation durable du décrément logarithmique. Lorsque le décrément a une fois subi cette augmentation sa valeur reste constante dans les expériences ultérieures pour toute température entre 20° et — 194° (limites de nos expériences).

2. Le décrément logarithmique diminue en général beaucoup avec la température. Il est deux fois plus petit à 0° qu'à la température de 20°. Lorsqu'on descend à — 79° la diminution est moins grande, mais encore assez considérable, tandis qu'un abaissement ultérieur ne produit qu'un changement très faible.

3. Le second module d'élasticité du quartz diminue de 2 à 3,5 % lorsque la température baisse de 0° à — 194°.

4. A zéro et à la température ordinaire le décrément logarithmique satisfait approximativement à la théorie de Boltzmann, suivant laquelle le décrément logarithmique λ est indépendant de la période T ; à basse température par contre le décrément diminue lorsque la période augmente. La condition théorique λT = constant énoncée par M. W. Voigt n'est cependant pas satisfaite, mais il y a peut-être tendance vers la réalisation de cette condition au fur et à mesure que la température s'abaisse.

5. L'influence de l'amplitude sur le décrément logarithmique est très faible. Nous avons étudié cette influence à la température ordinaire et à celle de la glace fondante et nous avons constaté qu'on ne peut déceler un pareil effet avec certitude.

6. Pour des fils de *verre*, récuits préalablement, le décrément reprend sa valeur initiale lorsque, après refroidissement à — 194°, on ramène le fil à la température ordinaire. Le décrément conserve, l'accomodation une fois obtenue, une valeur invariable avec le temps pour une même température.

7. Le décrément est à peu près indépendant de l'amplitude des oscillations. Dans nos expériences (effectuées à la température ordinaire et à celle de la glace fondante), les amplitudes ne dépassaient pas 2,5 degrés.

8. En ce qui concerne la variation du décrément avec la température les fils de verre se comportent sensiblement de la même façon que les fils de quartz. A la température ordinaire et à zéro le décrément présente une valeur relativement grande et indépendante de la période des oscillations ; à basse température le décrément est faible, mais il croît lorsque la période diminue, sans cependant satisfaire la condition : λT = constant.

9. Contrairement à ce que l'on observe pour le quartz, le second module d'élasticité des fils de verre augmente de 3 % environ lorsque la température baisse de 0° à — 194°.

10. Disons, en terminant, que ces expériences ne paraissent pas favorables à l'hypothèse suivant laquelle le frottement intérieur tendrait à disparaître complètement aux basses tem-

pératures, à moins qu'on ne suppose qu'une partie appréciable de l'énergie absorbée, d'ailleurs extrêmement petite, ne soit due à des causes pertubatrices que l'on n'aurait pas réussi à éliminer complètement ; mais l'examen des résultats et des courbes ne conduit pas à des conclusions favorables à cette manière de voir.

11. Il semble plutôt que l'effet observé à basse température présente un autre caractère que celui qui se manifeste aux températures élevées. Tandis que ce dernier, qui obéit approximativement à la théorie de Boltzmann, ne peut s'expliquer que par des considérations relativement compliquées, la perte d'énergie qui subsiste aux basses températures pourrait être attribuable, en partie du moins, à un frottement intérieur, fonction de la vitesse.

FORMATION DE BASES PYRIDIQUES

PAR CONDENSATION DE CÉTONES ET D'AMIDES

PAR

Amé PICTET et **Pierre STEHELIN**

On sait que l'acétone, soumise à l'action déshydratante de l'acide sulfurique, se convertit en mésitylène :

$$\begin{array}{lllll} & CH_3 & & CH_3 & \\ CH_3 & CO-CH_3 & = & HC=C-CH & + \; 3H_2O \; . \\ CH_3-CO & CH_3-CO-CH_3 & & CH_3-C=CH-C-CH_3 & \end{array}$$

Cette réaction est l'une des plus anciennes (Kane 1837) et en même temps l'une des plus simples qui aient permis de passer d'un composé de la série grasse à un composé de la série aromatique.

Etant donnée la grande analogie qui existe entre le noyau du benzène et celui de la pyridine, il nous a paru intéressant de rechercher si cette même réaction se prêterait à l'obtention de bases pyridiques. Il semblait suffire pour cela de remplacer l'une des trois molécules de cétone par une molécule d'amide.

Partant de cette idée, nous avons cherché à réaliser la condensation de 2 mol. d'acétone et de 1 mol. d'acétamide, conformément à l'équation suivante :

$$\begin{array}{lllll} & CH_3 & & CH_3 & \\ CH_3 & CO-CH_3 & = & HC=C-CH & + \; 3H_2O \; . \\ CH_3-CO & NH_2-CO-CH_3 & & CH_3-C=N-C-CH_3 & \end{array}$$

L'expérience nous a montré que cette condensation ne peut être effectuée à l'aide de déshydratants (H_2SO_4, P_2O_5, $ZnCl_2$), car ceux-ci exercent tout d'abord leur action sur l'amide, et la transforment en nitrile. Mais on arrive au résultat voulu par l'emploi de la chaleur seule. En chauffant à 250°, en tubes scellés, un mélange d'acétamide et d'acétone, nous avons obtenu une base de la formule $C_8H_{11}N$, possédant toutes les propriétés de la *triméthylpyridine symétrique* de Hantzsch [1]. Le rendement est, il est vrai, très faible (2-3 °/₀) et de beaucoup inférieur à celui que fournit la synthèse du mésitylène (13 °/₀), mais cette différence s'explique par le peu de stabilité de l'acétamide, comparée à celle de l'acétone.

Par une réaction toute semblable, la benzamide (1 mol.) et l'acétophénone (2 mol.), chauffées ensemble à 275° nous ont donné un corps de la formule $C_{23}H_{17}N$, que nous avons trouvé identique à la *triphénylpyridine symétrique*, obtenue en 1898 par Newmann [2] en faisant agir le chlorhydrate d'hydroxylamine sur la benzylidène-diacétophénone. Ici le rendement est un peu meilleur (9 °/₀) :

$$\begin{array}{ccc} & C_6H_5 & \\ CH_3 & CO-CH_3 & \\ C_6H_5-CO & NH_2-CO-C_6H_5 & \end{array} = \begin{array}{c} C_6H_5 \\ HC=C-CH \\ C_6H_5-C=N-C-C_6H_5 \end{array} + 3H_2O .$$

Nous avons cherché ensuite à remplacer, dans les réactions précédentes, les cétones par des aldéhydes, et tout d'abord à réaliser une synthèse de la *pyridine* elle-même par condensation de la formamide et de l'aldéhyde acétique :

$$\begin{array}{cc} CH_3 & CHO-CH_3 \\ CHO & NH_2-CHO \end{array} = \begin{array}{c} HC=CH-CH \\ HC=N-CH \end{array} + 3H_2O .$$

Mais malgré de nombreux essais, faits dans les conditions les plus variées, avec ou sans addition de déshydratants, et à différentes températures, nous n'avons pas réussi à constater la formation de pyridine; non plus qu'en remplaçant l'aldéhyde acétique par la paraldéhyde, l'acétal ou la trithioparaldéhyde,

[1] *Annalen*, **215**, 32.
[2] *Id.*, **302**, 240.

et la formamide par la thioformamide. En fait de produits basiques, nous n'avons obtenu que l'*aldéhydine* de Baeyer et Ador [1], qui se forme, comme on le sait, par l'action de l'ammoniaque sur l'aldéhyde acétique. Il y a donc, avant toute condensation, décomposition totale de la formamide.

En revanche, nous avons pu obtenir une petite quantité d'*α-picoline* en chauffant à 280° un mélange de paraldéhyde et d'acétamide :

$$\begin{array}{ll} CH_3 & CHO\text{-}CH_3 \\ | & \\ CHO & NH_2\text{-}CO\text{-}CH_3 \end{array} = \begin{array}{lll} HC{=}CH\text{-}CH & & \\ | & & \| \\ HC{=}N & \text{-} & C\text{-}CH_3 \end{array} + 3H_2O\ .$$

Ladenburg [2] a montré que l'α-picoline s'unit à l'aldéhyde acétique pour former l'*allylpyridine* ; il aurait donc pu se faire que cette dernière base eût pris naissance dans les conditions de notre expérience. Etant donné qu'elle peut être transformée par réduction en conicine, cela aurait conduit à une nouvelle synthèse, extrêmement simple, de l'alcaloïde de la ciguë. Mais nous ne sommes pas parvenus à reconnaître avec certitude la présence de l'allylpyridine dans notre produit de condensation.

Voici les détails de nos expériences :

Acétone et acétamide

15 gr. d'acétone (2 mol.) et 8 gr. d'acétamide (1 mol.) sont chauffés en tube scellé à 250° pendant 8 h. Le contenu du tube est ensuite additionné d'acide chlorhydrique et soumis à la distillation aux vapeurs d'eau pour chasser l'acétone qui n'est pas entrée en réaction ; puis on alcalinise par la soude et on continue la distillation. Le distillat basique est neutralisé par l'acide chlorhydrique, évaporé à sec et décomposé par la soude. Une couche huileuse se sépare ; on la sèche sur la potasse et on la soumet à la distillation fractionnée ; la plus grande partie passe

(1) *Annalen*, **155**, 294.
(2) *Id.*, **247**, 26.

à 166-168° (non corrigé). Le point d'ébullition de la triméthylpyridine symétrique est 170° (corrigé).

Analyses :

1. 0.1641 gr. de subst. ont donné 0.4757 gr. CO_2 et 0.1397 gr. H_2O
2. 0.1523 » » 15.3 cm^3 d'azote à 17° et 728 mm.

Trouvé :	Calculé pour $C_8H_{11}N$:
C = 79.06 %	C = 79.27 %
H = 9.52	H = 9.16
N = 11.68	N = 11.57

Le *chloraurate* de notre base forme des aiguilles jaunes fusibles à 112°. Le point de fusion du chloraurate de triméthylpyridine est situé, selon Hantzch (*l. c.*), à 112-113°.

Le *picrate* cristallise en longues aiguilles jaunes et brillantes, peu solubles dans l'eau, facilement solubles dans l'alcool. Il fond à 155°. Le point de fusion du picrate de triméthylpyridine est situé, selon Mohler [1], à 155-156°.

Acétophénone et benzamide

20 gr. d'acétophénone (2 mol.) et 10 gr. de benzamide (1 mol.) sont chauffés en tube scellé à 275° pendant 6 heures. Le produit est extrait par l'acide chlorhydrique concentré et chaud ; par refroidissement il se dépose de beaux prismes incolores, fusibles à 137°. Ceux-ci ne constituent point un chlorhydrate, mais la triphénylpyridine elle-même, dont le point de fusion est situé, selon Newmann (*l. c.*), à 137,5°.

Analyses :

1. 0.1060 gr. de subst. ont donné 0.3502 gr. CO_2 et 0.0549 gr. H_2O
2. 0.1208 » » 5.1 cm^3 d'azote à 17°5 et 738 mm.

Trouvé :	Calculé pour $C_{23}H_{17}N$:
C = 90.10 %	C = 89.96 %
H = 5.79	H = 5.58
N = 4.72	N = 4.56

[1]) *Berichte*, **21**, 1011.

La triphénylpyridine symétrique est peu soluble dans l'alcool et insoluble dans l'eau. Elle se dissout dans l'acide sulfurique concentré avec une fluorescence bleue. Elle est presque entièrement dépourvue de propriétés basiques et cristallise, ainsi qu'il a été dit plus haut, sans altération dans l'acide chlorhydrique.

Nous avons pu cependant en préparer un *picrate*. Ce sel prend naissance lorsqu'on mélange les solutions alcooliques chaudes de ses deux constituants, et se dépose par refroidissement en belles aiguilles jaune citron, qui peuvent atteindre 1 cm. de longueur; leur point de fusion est situé à 192,5°.

Micro-analyse :

31.26 mgr. de subst. ont donné 73.95 mgr. CO_2 et 11.27 mgr. H_2O

Trouvé :	Calculé pour $C_{23}H_{17}N \cdot C_6H_2(OH)(NO_2)_3$:
C = 64.52 %	C = 64.90 %
H = 4.03	H = 3.76

Paraldéhyde et acétamide

Un mélange de paraldéhyde (2 mol.) et d'acétamide (3 mol.) est chauffé en tube scellé à 280° pendant 10 heures. On opère, pour l'extraction des produits basiques, comme il a été dit à propos de la triméthylpyridine. A côté de beaucoup d'aldéhydine (point d'ébullition 173-174°), nous avons recueilli une seconde base, bouillant à 128-130° ; c'est le point d'ébullition de l'α-picoline. Mais celle-ci est en quantité si faible que nous n'avons pu la caractériser que par l'analyse de son picrate, ainsi que par la comparaison de ses sels avec ceux de l'α-picoline pure de Kahlbaum.

	Notre base	α-Picoline	Mélange
Point d'ébullition	128-130°	129°	—
» de fusion du picrate	163°	164°	163-164°
» » du chloraurate . . .	180-182°	180-182°	180-182°

Le *picrate* cristallise dans l'alcool en très fines aiguilles jaune d'or; il est peu soluble dans l'eau, plus facilement dans l'alcool.

Analyse :

0.0993 gr. de subst. ont donné 0.1624 gr. CO_2 et 0.0325 gr. H_2O

Trouvé :	Calculé pour $C_6H_7N \cdot C_6H_2(OH)(NO_2)_3$:
C = 44.60 %	C = 44.70 %
H = 3.66	H = 3.13

Nous n'avons pu trouver dans notre produit de condensation ni γ-picoline, ni α-allylpyridine.

Genève, Laboratoire de chimie organique de l'Université.

SUR

LA PRÉSENCE DU NICKEL
DANS LE PLATINE NATIF

PAR

S. PINA DE RUBIES

Au cours d'une étude spectrochimique auquel j'ai soumis différents platines natifs, notamment celui de Kitlim, pour comparer leur composition à celle du platine récemment découvert par nous en Espagne [1], je me suis trouvé en présence d'un fait très intéressant et presque ignoré. J'ai consulté les données de 127 analyses de différents platines natifs « mines de platine » de toutes les provenances du monde et excepté un seul cas, jamais il n'est question de la présence de nickel dans ces minerais, même à l'état de traces; quelquefois on cite la présence de Pb et plus rarement celle du Mn mais pas celle du nickel. L'unique renseignement à ce sujet a été fourni par Terreil [2] dans une note sur la composition d'un platine natif magnétique de Nischne-Taguilsk.

Ce platine a la composition suivante :

Platine avec iridium	81.02
Osmiures d'iridium et métaux du platine insolubles dans l'eau régale	3.33
Argent	traces
Cuivre	3.14
Fer	8.18
Nickel	0.75
Fer chromé	3.13
Silice	0.13
Al, Mg, Fe à l'état de silicates	traces
	99.68

[1]) Domingo de Orueta et S. Pina de Rubies, La présence du platine en Espagne. Compt. rend., 1916, 162, p. 45.

[2]) *Compt. rend.*, 1876, *82*, p. 1116; Wyssotsky mentionne aussi traces de Ni dans le platine de l'Iss.

Terreil ajoute dans sa note « la présence de nickel dans les minerais de platine n'a pas encore été signalée et la proportion relativement considérable qui se trouve dans le platine magnétique de Nischne-Taguilsk est un fait intéressant ». Daubrée fait quelques observations à ce travail et il dit que « la proportion du nickel au fer est de 1 à 11, c'est-à-dire aussi élevée que dans beaucoup de fers météoriques. Ainsi du fer nickelé mélangé de fer chromé semblable à celui des météorites entre dans le mélange si complexe qui constitue le platine natif de l'Oural ». Daubrée aussi bien que Terreil parlent seulement d'*un platine*

Aujourd'hui, grâce à l'étude spectrochimique, je peux affirmer que le platine de Kitlim (Russie) renferme du nickel et en quantité probablement dosable, car le spectre du Ni, c'est-à-dire le nombre de raies et leur intensité, est dans ce platine analogue à celui que présentent certaines péridotites (qui renferment aussi du Ni) dans lesquelles j'ai pu séparer et peser de 0,05 à 0,3 % de ce métal.

Le spectre qu'offre le nickel dans le platine est mentionné dans le tableau de la page suivante.

Outre les raies mentionnées il en existe d'autres mais elles sont masquées par celles de certains éléments qui possèdent des raies presque communes avec celles du Ni et dont l'intensité est beaucoup plus grande ; aussi peut-il manquer des raies d'intensité (10), (5), etc. Vers le voisinage de la région extrême ultra-violette la dispersion est plus grande et les raies peuvent se mesurer avec une plus grande netteté et nous observons que le spectre du nickel se présente complet à partir de l'intensité (2) ; on trouve aussi des raies intermédiaires entre (2) et (1) et lorsque le spectre disparaît presque on peut en observer trois d'intensité (1).

Cela démontre donc, par analogie, que la quantité de nickel renfermée dans le minerai natif du platine est dosable et qu'elle dépasse la limite d'erreur analytique (voie chimique).

Cela m'a conduit à examiner, au point de vue du nickel, d'autres platines, et à cet effet j'ai observé les spectrogrammes de Choco (Colombie), de l'Iss, Taguil, Sosnowka, Omoutnaïa, Jow, Kamenouchky, P^te^ Koswa (Russie) et de Ronda (Espagne).

Dans tous ces platines natifs j'ai constaté également la pré-

Raies du Ni	Intensité	Raies observées	Intensité	Eléments voisins
3064.7	(6)	3064.6	d	—
57.7	(15)	57.9	I	Fe(15)
50.9	(20)	51.0	m	—
45.1	(4)	45.1	a v	—
38.0	(15)	38.1	I	Fe(8)
2984.2	(4)	84.1	a v	—
81.8	(8)	81.8	m	Fe(3)
2821.4	(4)	20.9	m dif	Fe(1)
2746.8	(3)	46.8	p I, dif	Fe(3)
01.4	(1+)	01.4	m d	—
2510 9	(2)	10.8	a v	—
2416.2	(2)	16.3	a v	Rh(2)
2394.6	(2)	94.6	a v	—
45.6	(2)	45.7	m	Fe(1)
37.9				
37.6	(1+)	37.7	m d, dif	—
37.2				
30.1	(2)	30.1	d	—
22.8	(2)	22.8	d	Rh(1)
21.5	(3)	21.6	m	Ir(1)
20.1	(4)	20.2	m	—
17.2	(2)	17.2	m	—
16.1	(2)	16.1	d	—
14.0	(2)	14.0	m	—
12.4	(3)	12.4	m	—
00.9	(1+)	00.9	m d	—
2290.1	(1+)	90.0	d	—
86.5	(1)	86.4	a v	—
70.3	(1)	70.3	m d	—
64.6	(1)	64.6	d	—

I = intense; p I = peu intense; m = moyenne; d = faible; m d = très faible
av = à peine visible; dif = diffuse; | = bande; (1+) = intensité entre 1 et 2

sence du nickel et en quantité aussi élevée, apparemment, que dans celui de Kitlim, excepté toutefois dans le platine de Choco qui parait en renfermer un peu moins.

Les échantillons employés pour l'analyse spectrale (1) étaient

(1) Les platines des gisements russes m'ont été aimablement fournis par mon ancien maître le Prof. Duparc, exception faite de celui de Kitlim que j'ai ramassé personnellement. Le Pt de Ronda m'a été envoyé par M. de Orueta.

bien lavés et dépourvus de sable ; une partie était magnétique, l'autre non, et les prises d'essais ont été faites séparément sur ces deux platines, qui ont été soumis à l'arc électrique. Le spectrogramme donnait la région comprise entre les 2,260 et 3,100 U. A. et dans laquelle le platine de Kitlim a présenté 760 raies qui ont été toutes mesurées.

Dans les autres platines je me suis borné à l'étude du spectre du nickel. (L'étude complète de tous ces platines fera l'objet d'une prochaine note). Aussi bien le Pt magnétique que celui qui ne l'est pas, tous les deux contiennent du nickel.

La présence de Ni dans la « mine de platine » complique encore le problème sur la fusibilité de cet alliage, fait intéressant au point de vue de la genèse de celle-ci.

Si l'on peut tirer des conséquences de ces analyses, il paraît que les platines pauvres en fer donnent moins de nickel que les platines riches en cet élément, mais la relation entre Ni et Fe est inférieure à celle de 1 à 11 indiquée par Daubrée pour le platine de Nischne-Taguilsk.

En résumé : 1° les platines natifs de Kitlim, Iss, Taguil, Jow, Omoutnaïa, Sosnowka, Kamenouchky, P^te^ Koswa, Choco et Ronda contiennent du nickel en quantité pondérable et désormais il faudra chercher et doser cet élément dans ces platines.

2° Les platines riches en fer ont donné avec une plus grande intensité le spectre du nickel.

3° Comme les échantillons examinés provenaient de gisements primaires distribués sur des points très éloignés du globe et comme il existe une très grande analogie dans la composition qualitative des différents platines natifs connus jusqu'à présent, il est probable que tous les platines renferment du nickel en quantité variable, que les chimistes auront soin dorénavant de déterminer ; alors seulement on pourra constater s'il existe une relation quelconque entre les teneurs en fer et en nickel.

4° La présence si fréquente du nickel dans la mine de platine est un cas non prévu jusqu'ici, exception faite pour les platines de Nischne-Taguilsk et de l'Iss.

Madrid, février 1915.

(Laboratoire de Recherches Physiques).

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AUX

FORTIFICATIONS DE SAINT-MAURICE

PENDANT LES MOIS DE

Décembre 1915, janvier et février 1916

(HIVER 1916)

OBSERVATIONS DIVERSES

Décembre 1915

Brouillard. — *Brouillard pendant toute la journée:* le 19 à Savatan; *Brouillard pendant une partie de la journée:* les 7 et 16 à Savatan; les 19 et 20 à Dailly.

Neige sur le sol: les 21 et 22 à Lavey; du 21 au 23 à Savatan; du 13 au 27 à Dailly; du 13 au 28 à l'Aiguille.

Fœhn: le 6 aux quatre stations.

Orage: le 11.

Janvier 1916

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée:* le 26 à Lavey; le 14 à Savatan; le 12 à Dailly.

Neige sur le sol: les 13 et 14 à Lavey; du 13 au 17 à Savatan; du 8 au 22 à Dailly; du 8 au 24 à l'Aiguille.

MOIS DE DÉCEMBRE 1915

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromét. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromét. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm	mm.	cm.	mm.	cm.
1	699.8	653.1	+ 7.3	+ 5.1	61	—	10	10	8	5.2	....	6 5	....	7.3	....	7.2	....
2	702.6	656.1	7.2	6.4	72	—	10	10	9	7.8	....	8 6	....	9.3	....	9.1	....
3	703.7	656.6	7.9	8.0	91	—	10	10	9	4 9	....	6 2	....	5 6	....	5.5	....
4	702.3	656.2	9.3	8.4	91	—	8	7	9	0.9	....	1.4	....	1.0	....	1.1	....
5	699.7	654.2	10 9	9.2	53	—	7	9	6	....	....	....	....	0.1	....	0.2	....
6	696.9	652.4	**12.2**	8.3	53	—	5	7	6	6.8	....	10.0	....	11 2	....	10.1	....
7	703.5	656.2	8.5	6.3	80	—	9	7	7	2.5	....	3.5	....	3 1	....	2.6	....
8	702.0	655.9	8.1	7.2	91	—	6	8	10	4.5	....	4.5	....	4.5	....	4 4	....
9	703.7	657 4	9.7	8.6	84	—	10	8	10	....	....	0.5	....	0.4	....	0.5	....
10	704.1	657.9	10.7	**9.8**	88	—	10	10	10	7.5	....	7.5	....	....	....	....	....
11	701.6	654.4	10.7	8.3	75	—	7	6	10	12.7	....	15.0	....	**19.7**	....	**18.5**	....
12	696.1	650.8	+ 6.5	+ 4 0	60	—	8	10	10	6.5	1	8.6	3	16.7	**10**	17.2	**11**
13	705.4	656.4	- 0.4	**- 6 0**	63	—	7	7	8	....	....	....	....	0 2	1	0.1	1
14	**710.4**	**660.0**	**- 2.0**	- 4.6	**47**	—	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
15	703.0	654.3	- 1 5	+ 0.4	51	—	0	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
16	699.5	651.8	- 0.3	1.6	77	—	6	8	5	....	....	....	....	....	....	....	....
17	698.0	651 2	+ 1.3	3.1	74	—	9	9	8	....	....	....	....	....	....	....	....
18	700.8	653.5	4.3	3.9	69	—	6	5	6	....	....	....	....	....	....	....	....
19	703.2	654.5	+ 1 2	+ 1 8	95	—	10	10	6	....	....	....	....	....	....	....	....
20	703.3	654.0	- 0.4	- 4 0	83	—	9	8	9	....	....	....	....	....	....	....	....
21	705.1	656.5	- 0.5	- 1.1	73	—	8	7	5	4.0	**9**	5.1	**10**	6.8	8	6.9	9
22	703 5	651.1	+ 1.5	+ 0.6	98	—	9	10	10	....	....	....	....	....	....	....	....
23	699.4	648.3	2.8	3.0	92	—	10	10	10	5.2	....	3.4	....	1 6	....	1.4	....
24	695.3	647.5	2.9	3.3	100	—	10	10	9	6.5	....	11.0	....	10.9	....	10 8	....
25	**691.8**	**646.0**	5.9	2.8	76	—	10	10	7	**17.0**	....	**15.4**	....	15.1	5	15.0	5
26	701.9	656.2	4.5	3.1	73	—	8	10	6	0 5	....	1.4	....	0 4	....	0.5	....
27	708.0	659 1	5.9	6.9	63	—	2	3	4	....	....	....	....	....	....	....	....
28	705.0	657.6	5.5	5.6	64	—	3	3	2	....	....	....	....	....	....	....	....
29	701 4	651.5	4 7	5.3	72	—	7	6	2	....	....	....	....	....	....	....	....
30	704.5	655.7	5.6	3.8	56	—	4	5	7	....	....	....	....	....	....	....	....
31	708 0	659.0	+ 4.9	+ 3.0	61	—	3	3	4	0.6	....	1.0	....	....	....	....	....
Mois	702.14	654 56	+ 5.00	+ 3.94	71	—	7.1	7 3	6.9	93.1	10	109.9	13	113.9	24	111.4	26

MOYENNES DU MOIS DE DÉCEMBRE 1915

Pression atmosphérique.

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.
1re décade ...	701.64	701.65	702.19	701.82	655.42	655.61	655.81	655.61
2me » ..	702.37	701.98	702.03	702.13	654.42	653.74	654.09	654.08
3me » ..	702.48	702.18	702.67	702.44	653.93	654.03	654.14	654.03
Mois..	702.17	701.94	702.31	702.14	654.57	654.45	654.66	654.56

Température.

	Savatan					
	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
1re décade ..	+ 8.20	+10.20	+ 9.12	+ 9.17	+ 5.7	+10.8
2me » ..	1.58	3.11	1.14	1.94	- 1.4	3.9
3me » ...	2.51	5.15	4.29	3.98	+ 0.5	5.8
Mois.	+ 4.05	+ 6.12	+ 4 83	+ 5.00	+ 1.6	+ 6.8

	Dailly					
1re décade ...	+ 7.01	+ 8.17	+ 8.01	+ 7.73	+ 4 1	+10.6
2me » ...	0.37	1.81	0.35	0.84	- 2.8	3.8
3me » ...	1.50	4.65	3.75	3.30	- 0.8	6 2
Mois..	+ 2.91	+ 4.87	+ 4.03	+ 3.94	+ 0.1	+ 6.8

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	76	73	81	77	—	—	—	—
2me » ...	79	71	67	69	—	—	—	—
3me » ..	85	68	73	75	—	—	—	—
Mois...	77	70	74	74	—	—	—	—

Nébulosité.

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	9.2	8.4	8.0	8.5	9.8	7.8	8.1	8.6	9.4	7.9	7.9	8.4
2me » ...	6.0	7.5	5.0	6.2	7.0	7.2	4.8	6.3	6 7	6.1	6.4	6.4
3me » ..	6.6	7.4	6.3	6.7	7.0	7 5	6.5	7.0	6.2	6.6	5 2	6.0
Mois..	7 3	7.7	6.4	7.1	7.9	7.5	6.5	7.3	7.4	6.9	6 4	6 9

MOIS DE JANVIER 1916

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne		Thermomètre Température moyenne		Hygromèt. Fraction de saturation moyenne		Nébulosité moyenne			Pluie et Neige (hauteur mesurée)							
										Lavey		Savatan		Dailly		Aiguille	
	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Savatan	Dailly	Lavey	Savatan	Dailly	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige	Pluie	Neige
	mm.	mm.	o	o	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	711.7	662.3	+ 6.3	+ 3.0	79	—	9	9	8	8.3	....	10.0	....	11.7	....	11.5	....
2	713.9	665.9	**9.5**	**8.2**	89	—	9	8	9	4.5	....	4.7	....	3.5	....	3.6	....
3	714.9	666.0	8.1	5.1	84	—	7	6	7	0.1	....	....	....	0.4	....	0.5	....
4	715.0	666.8	5.2	4.8	68	—	1	0	2	....	....	....	....	....	....	....	....
5	714.5	666.1	3.6	4.7	67	—	5	7	5	....	....	....	....	0.7	....	0.5	....
6	713.6	**667.6**	6.5	3.8	83	—	10	10	10	2.5	....	3.0	....	3.9	....	3.8	....
7	708.3	661.2	7.1	+ 5.0	89	—	8	10	8	3.3	....	0.1	....	1.7	1	1.9	1
8	705.4	658.3	+ 1.5	- 2.6	**94**	—	10	10	10	**11.0**	....	**12.9**	3	**14.3**	17	**14.7**	18
9	710.9	660.7	- 0.1	- 3.9	74	—	6	6	7	....	....	2.0	2	2.4	4	2.2	5
10	715.9	667.1	- 0.4	- 2.4	54	—	1	2	4	....	....	....	....	....	....	....	....
11	712.8	662.9	+ 0.9	+ 1.2	61	—	9	9	8	....	....	0.6	....	0.2	....	0.3	....
12	709.8	660.1	3.6	+ 0.2	88	—	8	10	8	....	....	....	....	....	....	....	....
13	**704.2**	**655.6**	+ 2.3	- 2.0	78	71	8	7	8	8.8	**6**	8.0	**17**	**14.3**	**26**	14.2	**26**
14	707.6	657.1	- **2.3**	- 4.3	87	97	5	7	7	3.0	....	4.0	....	6.0	9	6.2	9
15	710.3	660.2	- **2.3**	- 3.2	64	65	0	2	1	....	....	....	....	....	....	....	....
16	710.7	660.8	- 1.9	+ 2.0	64	41	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
17	709.1	661.1	+ 2.8	6.0	**45**	**25**	0	1	3	....	....	....	....	....	....	....	....
18	707.5	662.3	3.8	6.6	47	36	3	5	2	....	....	....	....	....	....	....	....
19	711.7	663.3	2.9	3.3	59	46	0	1	1	....	....	....	....	....	....	....	....
20	712.5	662.5	4.1	3.2	61	48	5	7	8	....	....	....	....	....	....	....	....
21	715.6	666.5	5.6	3.2	60	62	7	5	5	....	....	....	....	....	....	....	....
22	**716.1**	667.3	4.4	5.2	48	30	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
23	715.4	666.8	3.9	6.2	57	36	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
24	713.9	666.8	4.7	7.2	48	28	0	0	1	....	....	....	....	....	....	....	....
25	714.1	665.9	3.0	3.7	57	45	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
26	713.2	664.6	2.3	0.6	72	63	3	1	0	....	....	....	....	....	....	....	....
27	711.8	662.7	2.3	0.8	65	61	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
28	710.6	660.8	1.9	0.7	57	52	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
29	710.8	660.6	+ 1.1	+ 0.4	66	65	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
30	712.1	662.2	- 0.2	- 0.7	79	84	3	3	0	....	....	....	....	....	....	....	....
31	712.6	661.9	+ 0.5	- **4.5**	69	97	10	9	6	....	....	....	....	....	....	....	....
Mois	711.82	663.05	+ 2.95	+ 1.98	68	—	4.1	4.4	4.2	41.5	6	45.3	22	59.1	57	59.4	59

MOYENNES DU MOIS DE JANVIER 1916

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm.	Moyenne mm.	7 h. m. mm.	1 h. s. mm.	9 h. s. mm	Moyenne mm.
1re décade ...	712.07	712.46	712.73	712.42	664.08	664.22	664.32	664.21
2me » ...	709.64	709.40	709.84	709.63	660.65	660.44	660.80	660.63
3me » ...	713.66	712.95	713.25	713.29	664.31	663.97	664.34	664.21
Mois..	711.85	711.64	711.98	711.82	663 06	662.91	663.19	663.05

Température

	Savatan					
	7 h. m. °	1 h. s. °	9 h. s. °	Moyenne °	Minim. moyen °	Maxim. moyen °
1re décade ...	+ 4.27	+ 5.52	+ 4.50	+ 4.76	+ 1.1	+ 6.6
2me » ...	0.02	3.08	1.12	1.41	- 2.7	3.5
3me » ..	1.09	4.45	2.55	2.70	- 0.7	4.8
Mois..	+ 1.77	+ 4.35	+ 2.72	+ 2.95	- 0.8	+ 5.0
	Dailly					
1re décade ...	+ 2.11	+ 3.22	+ 2.37	+ 2.57	- 0.8	+ 6.2
2me » .	0.27	3.01	0.62	1 30	- 2 7	4.5
3me » ..	0.55	5.19	0.50	2.08	- 1.5	7.0
Mois..	+ 0.96	+ 3.85	+ 1.14	+ 1.98	- 1.7	+ 5.9

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	81	76	77	78	—	—	—	—
2me » ..	67	59	70	65	—	—	—	—
3me » ..	65	57	63	62	59	53	58	57
Mois..	71	64	70	68	—	—	—	—

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	6.5	6.8	6.4	6 6	7.0	8.1	5.4	6.8	6.5	7.4	6.9	7.0
2me » ...	3.2	4.7	3.5	3.8	3.9	5.8	5 0	4.9	4.9	5.1	4.2	4 7
3me » ...	1.8	1.8	2.7	2.1	1.8	1.3	1.9	1.7	1.8	1.4	0.4	1.2
Mois..	3.8	4.3	4.2	4.1	4.2	4.9	4.0	4.4	4 3	4.5	3.7	4.2

MOIS DE FÉVRIER 1916

Jours du mois	Baromètre Hauteur moyenne Savatan	Baromètre Hauteur moyenne Dailly	Thermomètre Température moyenne Savatan	Thermomètre Température moyenne Dailly	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Savatan	Hygromèt. Fraction de saturation moyenne Dailly	Nébulosité moyenne Lavey	Nébulosité moyenne Savatan	Nébulosité moyenne Dailly	Pluie et Neige (hauteur mesurée) Lavey Pluie	Lavey Neige	Savatan Pluie	Savatan Neige	Dailly Pluie	Dailly Neige	Aiguille Pluie	Aiguille Neige
	mm.	mm.	°	°	%	%				mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.	mm.	cm.
1	710 7	661 2	+ 3.5	− 2.2	38	47	6	6	4	....	....	....	....	....	....	....	....
2	710.6	661.0	4.9	+ 0 9	32	33	1	1	2	....	....	....	....	....	....	....	....
3	706.1	657.5	5.9	2.2	31	34	0	0	0	....	....	....	....	....	....	....	....
4	693.5	649.1	**9.4**	**4.8**	**26**	**30**	7	4	5	....	....	....	....	....	....	....	....
5	699.4	652.5	7.5	3.8	43	48	3	4	4	....	....	....	....	....	....	....	....
6	709.9	659 7	3.7	1.7	65	72	0	3	3	....	....	....	....	....	....	....	....
7	708.9	659.2	6.5	+ 2.2	60	61	5	7	7	1.9	....	4.4	....	2 5	1	2.9	3
8	702.0	654.1	4.5	− 0.8	72	89	10	10	10	1.7	....	1.2	....	3.1	4	3.0	5
9	695.2	647.5	+ 0 2	− 4.0	88	90	7	6	7	4.3	1	2.2	6	13.5	8	19.8	14
10	701.4	651.6	− 0.7	− 6.0	75	78	6	8	9	....	....	0.5	....	1.1	1	1.7	3
11	698.8	650.8	− 1.3	− 4.9	56	69	5	7	7	....	....	1.0	....	1.3	2	2.1	3
12	703.9	654.8	+ 1.5	− 1.8	84	100	10	10	10	1.0	....	1.3	....	1.2	1	0.5	1
13	**712.0**	**662.6**	2.7	− 1.3	67	90	10	8	6	....	....	....	....	....	....	....	....
14	711.1	661.8	1.4	+ 0.4	69	75	10	10	10	1.6	....	0.5	....	0.5	....	0.2	....
15	703.8	656.0	6.1	3.3	72	64	10	10	10	13.5	....	14.4	....	10.1	....	10.4	2
16	702 6	655.9	9.1	+ 3.6	56	52	9	9	9	6.0	....	5.5	....	7.6	1	6.9	1
17	700.7	652.2	1.4	− 2.5	79	79	10	10	10	12.0	....	9.5	12	15.8	21	15.2	24
18	702.4	652.2	1.9	− 1.5	87	91	10	10	10	**26.0**	....	22.7	....	18.1	....	17.2	1
19	699.9	653.3	6.3	+ 1.6	80	93	10	10	10	7.4	....	7 6	....	9.9	3	8.2	3
20	704 6	655.8	2.3	− 2.1	91	95	7	6	9	....	....	....	....	2.2	2	2.0	1
21	705.1	656.2	+ 2.0	− 1.8	60	59	2	0	5	....	....	....	....	....	....	....	....
22	699.4	651.9	− 0.3	− 2 3	78	82	10	10	10	21.8	**32**	**35.0**	**40**	**35.8**	**42**	**34.3**	**44**
23	696.3	647.9	− **1.8**	− **6.7**	**95**	100	10	10	10	7.2	7	3.2	4	6.1	7	6.2	7
24	694.6	646.5	− 0.9	− 5.3	82	90	10	10	10	....	....	....	....	....	....	....	....
25	692.3	644.4	− 1.5	− 0.8	92	81	7	10	3	7.2	8	7.0	6	9.2	3	5.9	4
26	694.0	**644.1**	+ 2.1	− 3.7	49	56	3	5	8	....	....	....	....	....	....	....	....
27	695 1	648.3	1.5	− 2.1	41	58	8	9	8	....	....	....	....	....	....	....	....
28	696 5	649.2	4.9	− 0.1	38	49	6	7	5	....	....	....	....	....	....	....	....
29	**691.2**	645.5	+ 7.1	+ 1 9	34	42	10	8	6	....	....	....	....	....	....	....	....
Mois	701.45	653.20	+ 3.10	− 0.81	63	69	7.0	7.2	7.2	114.6	48	116.0	68	138.0	96	136 5	116

MOYENNES DU MOIS DE FÉVRIER 1916

Pression atmosphérique

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.
1re décade ...	703.81	703.55	703.94	703.77	655.58	655.12	655.30	655.33
2me » ...	704.05	704.12	703.76	703.98	655.52	655.29	655.82	655.54
3me » ...	696.65	695.59	695.94	696.06	649.02	647.75	647.92	648.23
Mois..	701.67	701.28	701.40	701.45	653.52	652.89	653.19	653.20

Température

	Savatan					
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	Minim. moyen	Maxim. moyen
	0	0	0	0	0	0
1re décade ...	+ 3.20	+ 6.46	+ 3.98	+ 4.55	+ 0.5	+ 7.6
2me » ...	+ 2.60	4.36	2.46	3.14	—	—
3me » ...	− 0.38	3.44	1.29	1.45	—	—
Mois..	+ 1.88	+ 4.80	+ 2.62	+ 3.10	—	—
	Dailly					
1re décade ...	− 0.59	+ 1.84	− 0.49	+ 0.25	− 2.5	+ 4.0
2me » ...	− 1.07	0.00	− 0.52	− 0.53	− 4.1	2.1
3me » ...	− 3.41	− 0.82	− 2.71	− 2.32	− 5.7	1.0
Mois..	− 1.63	+ 0.38	− 1.19	− 0.81	− 4.0	+ 2.4

Fraction de saturation en %

	Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	56	46	58	53	60	56	59	58
2me » ...	71	69	83	74	78	83	82	81
3me » ...	64	59	66	63	69	68	68	68
Mois..	63	58	69	63	69	69	69	69

Nébulosité

	Lavey				Savatan				Dailly			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
1re décade ...	4.8	4.3	4.2	4.5	5.0	5.8	4.0	4.9	5.4	5.4	4.5	5.1
2me » ...	9.0	9.3	9.2	9.1	9.0	9.4	8.7	9.0	9.1	9.3	8.9	9.1
3me » ...	6.6	8.7	6.9	7.3	7.1	7.3	8.3	7.6	5.9	8.8	7.2	7.3
Mois..	6.8	7.4	6.8	7.0	7.0	7.5	7.0	7.2	6.8	7.8	6.9	7.2

OBSERVATIONS DIVERSES

(Suite)

Février 1916

Brouillard. — *Brouillard pendant une partie de la journée :* les 17, 18, 22, 23 et 25 à Savatan ; les 9, 10, 12, 17, 20 et 24 à Dailly ; les 8, 9, 10, 12, 17, 19, 20, 23 et 24 à l'Aiguille.

Neige sur le sol : du 22 au 26 à Lavey ; les 9 et 10 et du 22 au 26 à Savatan ; du 8 au 29 à Dailly et à l'Aiguille.

Fœhn : le 3 aux deux stations inférieures ; le 4 aux quatre stations.

Remarque. — Les observations à l'*hygromètre de Dailly* ont été reprises dès le 13 janvier, l'instrument ayant été réparé.

Les observations aux *thermomètres à maximum et à minimum de Savatan* manquent depuis le 15 février, les instruments ayant été brisés par le vent et n'ayant pas pu être remplacés.

COMPTE RENDU DE LA SÉANCE

DE LA

SOCIÉTÉ SUISSE DE PHYSIQUE

tenue à Berne le 6 mai 1916

Président: M. le prof. Dr Gruner (Berne)
Secrétaire: M. le prof. H. Veillon (Bâle)

Edouard Guillaume. Entropie statistique et domaines élémentaires. — Edg. Meyer. Influence d'un champ magnétique transversal sur le potentiel explosif. — A. Forster. *a)* Le développement des plaques autochromes; *b)* Influence de la température sur la transparence de corps solides à l'ultra violet. — A. Perrier. *a)* Nouveaux phénomènes de polarisation spontanée ; *b)* Sur la dépendance entre la densité et la constante diélectrique. — M. Wolfke. Sur la théorie des quanta. — F. v. Hauer. Sur la décroissance de la phosphorescence aux basses températures. — W. Schmid. Simplification des mesures wattmétriques. — A.-L. Bernoulli. Essai d'interprétation électrodynamique de la constante *h* de Planck avec application aux raies en séries et à la viscosité des gaz. — S. Ratnowsky. L'entropie des solides et des gaz et le quantum universel d'action. — Jean v. Weissenhoff. Application de l'hypothèse des quanta à des systèmes en rotation et théorie du paramagnétisme. — P. Weiss et M. Alder. Sur l'aimantation des alliages de nickel et de cuivre. — P. Gruner. Recherches spectro-photométriques sur la lumière pourprée. — A. Schidlof. Sur les causes de la volatilité des gouttes ultramicroscopiques de mercure. — A. Schidlof et A. Targonski. Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans différents gaz à diverses pressions.

Edouard Guillaume (Berne).— *Entropie statistique et domaines élémentaires.*

La notion de « domaine élémentaire » remonte à la plus haute antiquité; elle fut introduite par les mathématiciens pour la cubature des solides; elle prit un rôle fondamental lors de la création du calcul différentiel et intégral, sous le nom « d'élément infiniment petit », ce qui présuppose la continuité. On a de plus en plus la tendance de considérer le continu comme un artifice mathéma-

tique, et la physique moderne a vu s'introduire des éléments qui, tout en étant très petits par rapport au système physique étudié, sont cependant *finis*. Néanmoins, dans la généralité des cas, on peut conserver les fonctions continues et traiter les domaines élémentaires comme des infiniment petits.

« L'entropie » n'est pas autre chose qu'une relation entre les domaines élémentaires et le système physique tout entier.

Pour faciliter l'exposé, considérons l'expérience de probabilité très simple, décrite l'an dernier par l'auteur ([1]), et qui consiste à laisser tomber de la grenaille de plomb dans un entonnoir, dont l'axe est vertical, à travers des grilles placées horizontalement ; suivant une heureuse modification due à M. le prof. Jacquerod, la grenaille est reçue sur un gâteau horizontal formé de saindoux et de cire d'abeille, où les grains viennent se coller, ce qui empêche le rebondissement ; on photographie la répartition obtenue. En répétant un très grand nombre de fois ν l'expérience, on aura ν clichés, et en déterminant la répartition moyenne des grains, on obtient une distribution de points sur un plan suivant la loi des écarts à deux variables, semblable à la distribution des points d'impact autour du but sur une cible. Pour repérer les points, faisons passer par le centre de la cible un système d'axes rectangulaires Oxy et divisons le plan en cases carrées ε^2 par deux systèmes de parallèles aux axes. L'équidistance ε entre ces droites devra être telle que, pour le but que nous nous proposons, on puisse considérer comme ayant des coordonnées identiques, tous les grains qui se trouvent dans une même case ; la position de celle-ci sera définie, par exemple, par les coordonnées x, y de son centre.

La probabilité pour qu'un grain soit dans cette case est alors

$$\mathfrak{p}(x, y) = \frac{n(x, y)}{n_0} ,$$

$n(x, y)$ étant le nombre de grains qui sont dans la case envisagée, et n_0 le nombre total des grains de la répartition ; $\mathfrak{p}(x, y)$ ne dépend pas de n_0.

Chacune des ν distributions a une certaine probabilité P de se produire ; P dépend des $\mathfrak{p}(x, y)$ et de n_0. Comme n_0 est très grand, toutes ces distributions différeront peu les unes des autres et seront très voisines de la répartition moyenne.

L'expression générale de l'entropie statistique est alors ([2]) :

$$-\mathsf{H} = -\sum \mathfrak{p} \log \mathfrak{p} ,$$

[1]) *Archives*, 1915, t. XL, p. 332.

[2]) *Archives*, 1914, t. XXXVIII, p. 373, et 1915, t. XXXIX, p. 205 et 302.

la somme étant étendue à toutes les cases. Boltzmann, et avec lui Planck, font l'erreur de prendre

$$\log P$$

pour l'entropie ; aussi, afin d'arriver à un résultat juste, ont-ils été conduits à remplacer incorrectement par n^n $n^{n+\frac{1}{2}}$ dans la formule de Stirling, comme nous l'avons dit ailleurs.

Correctement, le théorème fondamental que l'on peut démontrer est le suivant :

Les valeurs des $\mathfrak{p}$ *qui rendent* — H *maximum rendent aussi la fonction* P ($\mathfrak{p}$, n_0) *maximum*, autrement dit, l'entropie est maximum pour la répartition moyenne qui est en même temps la plus probable.

Pour la cible, l'entropie maximum est :

$$-\mathsf{H} = \log \frac{\pi e \overline{\rho^2}}{\varepsilon^2} ,$$

où $\overline{\rho^2}$ est le carré moyen des distances des points au centre. Elle dépend donc non seulement de la répartition des points, mais aussi de la façon dont on subdivise l'espace en domaines élémentaires. Si ceux-ci étaient infiniment petits, l'entropie serait infinie. C'est pourquoi Gibbs, qui reste dans l'hypothèse continue, adopte une définition un peu différente. Il pose

$$\mathfrak{p}(x, y) = p(x, y)\, dx\, dy$$

et prend pour entropie l'expression :

$$\iint p \log p \, dx\, dy ,$$

ce qui permet d'éviter le facteur infini *log dx dy*.

Montrons sur un exemple particulier, comment les considérations précédentes peuvent être appliquées à un système physique.

Considérons une masse gazeuse monoatomique M, comprenant N molécules toutes de masses *m*, et occupant un volume V à la température T. Les états de ce gaz dépendront de 6N paramètres, et l'un d'eux pourra être représenté par un seul point de l'hyperespace à 6N dimensions. Par l'agitation thermique, les valeurs de ces 6N paramètres changent constamment, et cela d'une façon continue. Pour obtenir la discontinuité nécessaire, nous ne considérerons pas le point représentatif à deux instants infiniment rapprochés t, $t + dt$, mais à deux instants séparés par un temps fini τ, qui peut être très grand, comme le montre la lenteur de la diffusion. Il arrive alors que les états aux instants t et $t + \tau$

pourront être dits à peu près «*indépendants*» l'un de l'autre, simplement parce que la trajectoire du point représentatif de l'agitation moléculaire dans l'hyperespace, est très *compliquée*. Nous pointerons, à intervalles fixes τ, un très grand nombre de fois n_0, la position du point représentatif ; nous obtiendrons ainsi, un ensemble de points qui formeront une espèce d'*hypercible* dans l'hyperespace. Nous recommencerons cette opération un très grand nombre de fois ν, et nous déterminerons la distribution moyenne des n_0 points. Nous pourrons de la sorte calculer l'entropie comme plus haut. On arrive à l'expression :

$$(1) \qquad -\bar{H} = N \left\{ \log \frac{V}{v} + \frac{3}{2} \log T + \log \left(\frac{\pi e k}{\varepsilon} \right)^{\frac{3}{2}} \right\},$$

où v est le domaine élémentaire du volume et ε le domaine élémentaire d'énergie; k est la constante d'énergie moléculaire ([1]).

Quelle est, maintenant, la signification des domaines élémentaires? Il est aisé de le voir. Considérons d'abord la cible; soit $\varepsilon^2 : \pi e$ la surface du centre, du « noir » comme on dit. Si le tir est excellent, si tous les points sont dans le voisinage immédiat du noir, ρ^2 sera à peu près égal à cette surface, et l'entropie, voisine de *zéro*. Si par contre le tir est très mauvais, les points seront très éparpillés, ρ, très grand, et l'entropie, *infinie*. Celle-ci varie donc de 0 à l'infini. Prenons le cas du gaz et considérons le terme $N \log \frac{V}{v}$. Si toutes les molécules occupaient le volume v, ce terme serait nul ; par contre, si les molécules étaient dispersées dans un volume immense, il serait infini ; raisonnant de même sur les deux autres termes considérés à la fois, on voit que l'entropie varie aussi de zéro à l'infini ; elle est nulle dans le voisinage du zéro absolu et lorsque la matière est très concentrée, conformément à l'hypothèse dite thermique, de Nernst.

[1]) Depuis que cette communication a été faite à la Société de Physique, l'auteur a montré dans une note : *Entropie générique et mélanges gazeux* (*Archives*, juin 1916), comment la considération de la permutabilité des molécules de même espèce permet d'introduire immédiatement le terme — N *log* N dans l'expression ci-dessus, et d'établir ainsi la concordance avec l'entropie habituellement envisagée en Thermodynamique sans faire d'hypothèse sur les domaines élémentaires, contrairement à la proposition de M. Planck de faire varier ceux-ci avec le nombre de molécules présentes. Il y a lieu, en outre, de remarquer que l'entropie thermodynamique des gaz parfaits n'est pas une conséquence nécessaire des deux Principes et de l'équation d'état ; le terme — M *log* M provient d'une hypothèse arbitraire sur la « constante » d'intégration (voir *loc. cit.*).

D'une façon générale, on aura l'énoncé : *un domaine élémentaire pour un système physique, est le plus petit « espace » où ce système se puisse concentrer.*

En résumé, l'entropie statistique contient l'entropie thermodynamique comme cas particulier. Il est aisé de montrer qu'elle conduit à l'expression suivante :

$$- d\bar{H} = \frac{d\bar{E} + \sum \bar{A}\, da}{\theta}$$

analogue à la relation thermodynamique entre l'entropie, l'énergie interne, le travail extérieur et la température. Quel que soit le système envisagé, mécanique, rayonnant, etc, on a :

$$\theta = kT \ .$$

Egdar MEYER (Zurich). — *Influence d'un champ magnétique transversal sur le potentiel explosif.*

On déterminait le potentiel pour lequel l'étincelle éclate entre deux plaques parallèles. Les plaques, selon la méthode de Corr, étaient protégées par des anneaux de garde, de façon que le champ électrique fût parfaitement homogène. Lorsqu'un champ magnétique homogène, perpendiculaire au champ électrique, agissait, on constatait une élévation du potentiel explosif jusqu'à une longueur d'étincelle de 2 mm. Cette élévation était mesurée aussi bien en fonction de la pression du gaz (air), qu'en fonction de l'intensité du champ magnétique. Pour une longueur d'étincelle d'un mm, et pour un champ magnétique faible, on constatait un affaiblissement du potentiel explosif ; avec un champ magnétique fort (environ 10.000 gauss), il y avait de nouveau élévation.

Il semble remarquable que le potentiel minimum devienne également plus fort lorsque le champ magnétique augmente, et se déplace aux grandes pressions. Cela signifie que l'influence d'un champ magnétique n'est pas l'analogue d'une simple élévation de pression, comme on pourrait le supposer d'après, par exemple, la théorie de Townsend, en pensant que pour des champs croisés, les électrons décrivent des cycloïdes pendant leur libre parcours. On arrive à la même conclusion en considérant le fait que le potentiel explosif dépend fortement de la section de l'étincelle lorsque le champ magnétique agit. Les charges des parois ne semblent pas jouer un rôle. Des expériences de contrôle où les anneaux de garde étaient en matière semi-conductrice, l'ont prouvé.

Il n'a pas été encore possible, au moyen de la théorie du potentiel explosif de Townsend, d'expliquer les présentes recherches. On trouvera ailleurs les résultats quantitatifs de celles-ci.

A. Forster (Berne). — *a) Le développement des plaques autochromes.*

L'auteur commence par rappeler les procédés ordinaires de développement dûs aux frères Lumière, et qui exigent l'obscurité ou la quasi-obscurité absolue. Puis il expose la méthode très remarquable de M. Dillaye, parue en octobre 1911 dans la revue mensuelle *Mise au point*, des Etablissements Gaumont, à Paris. Cette opérateur trempe d'abord les plaques dans la solution :

Eau distillée........................	100 cm^3
Solution KBr à 10 %..............	10 cm^3
Solution de bisulfite du commerce....	2 cm^3

ce qui permet de développer ensuite les plaques avec une forte lumière rouge; on peut ainsi suivre l'opération et corriger, au besoin, les fautes d'exposition. L'auteur montre en projection de belles photographies qu'il a obtenues avec cette méthode. En particulier, il montre des spectro photogrammes obtenus par la méthode ordinaire et par la méthode de Dillaye. Ceux développés suivant cette dernière méthode offrent une moindre sensibilité générale, sans cependant que les couleurs rouges et jaunes soient altérées, ce qui, constate l'auteur, est en contradiction manifeste avec la théorie que donne Dillaye pour expliquer l'action du bain ci-dessus. On trouvera un exposé détaillé des recherches de l'auteur dans *Die Photographie*, revue qui paraît à Stäfa-Zurich.

b) Influence de la température sur la transparence des corps solides à l'ultra-violet (communication provisoire).

L'auteur montre sur quelques spectrophotogrammes que la transparence à l'ultra-violet décroît sensiblement avec la température. Les résultats quantitatifs seront publiés sous peu.

Albert Perrier (Lausanne). — a) *Hypothèse de polarisations diélectriques spontanées et quelques-unes de ses conséquences expérimentales.*

I. — Cette communication esquisse quelques conséquences d'une théorie obtenue en combinant l'hypothèse de *dyssimétries électriques* dans la molécule (dipôles permanents ou provoqués par déplacement d'électrons liés) avec celle d'actions intermoléculaires *ayant l'effet d'un champ électrostatique uniforme* proportionnel au moment électrique de l'unité de volume et en tenant compte de l'agitation thermique ([1]). Elle a conduit à l'observation de phéno-

[1]) On voit sans peine qu'il s'agit de la parallèle électrique de la théorie du ferromagnétisme de P. Weiss; le développement en est

mènes nouveaux notés ci-dessous et à une ébauche d'interprétation d'autres déjà observés et restés inexpliqués. Tous concernent l'état cristallin de la matière, et en particulier la dépendance thermique de diverses propriétés cristallines.

II. — Une conséquence fondamentale est l'existence d'une région de température dans laquelle il peut subsister une *orientation* moyenne des molécules dans une direction privilégiée, sans l'action d'aucun champ extérieur, d'où une *polarisation électrique spontanée* (correspondant à « l'aimantation spontanée » du ferro-magnétisme).

III. — Appliquons en premier lieu la théorie à l'explication de la *pyroélectricité et de la piézoélectricité*. J'admets que les éléments dont se constitue le cristal sont « polarisés à saturation », cette polarisation variant avec la température par suite de l'agitation thermique. L'interprétation de la pyroélectricité est immédiate : ce sont les charges superficielles que cette variation thermique fait apparaître s'il n'y a pas compensation par conductibilité. La piézoélectricité s'explique par une variation du coefficient du champ moléculaire suite de la déformation ; la pyroélectricité est donc *ipso facto* accompagnée de la piézoélectricité des dilatations. Les cristaux piézo- mais non pyro-électriques sont constitués simplement par des assemblages d'éléments dont la symétrie d'ensemble produit la compensation de toute action électrique extérieure, les déformations dans certaines directions détruisant cette symétrie. Il est facile, par exemple, d'imaginer une structure convenable pour le quartz (lamelles polarisées à saturation à 120°).

L'observation de la pyroélectricité ne peut guère être faite au delà de 300° (charges se formant trop lentement vis-à-vis de l'isolement de plus en plus mauvais). Aussi, contrairement aux recherches faites jusqu'ici, me suis-je adressé à la piézoélectricité, d'interprétation plus malaisée mais plus accessible à l'expérience à haute température.

Les mesures ont été disposées de telle sorte que dans le four, le corps en essai soit son propre isolant, sans intervention d'autres corps et en outre l'isolement a pu être examiné et estimé continuellement par un quartz « témoin » maintenu à température ordinaire.

La *tourmaline* a accusé de la piézoélectricité jusque vers 850°, au delà la conductibilité était trop forte pour qu'on puisse rien affirmer.

Le *quartz* a montré tout d'abord indépendance de la tempéra-

cependant plus compliqué par suite précisément de la présence des électrons liés, dont le correspondant magnétique n'intervient pas ou est négligeable (diamagnétisme sous-jacent).

ture, puis une décroissance nette du phénomène à partir de 200° et enfin la libération piézoélectrique de charges a *disparu totalement* et assez brusquement vers 579° pour reparaître au retour vers 576°. Il y donc là, en accord avec la théorie, une transformation exactement analogue à la perte du ferromagnétisme ou « point de Curie » (disparition de la polarisation spontanée). Des expériences en cours d'exécution montreront si ce phénomène est général ; si tel est le cas, il est de nature à trancher définitivement par l'affirmative la question très importante, et discutée depuis des années (Voigt, Riecke, Röntgen), de l'existence de « pyroélectricité vraie », soit d'une polorisation préexistant dans le corps (¹).

IV. — Si réellement il y a orientation — et probablement très accentuée — des molécules, nous pouvons dès lors développer en une théorie précise, une idée exprimée autrefois par Larmor, que la *biréfringence cristalline* pouvait être due aux orientations. On est alors obligé de postuler une liaison quasi-élastique des électrons variable avec la direction comme dans la théorie de Langevin pour les biréfringences électrique et magnétique.

Cela posé, les variations thermiques de la polarisation spontanée devront se manifester si la théorie contient une part de vérité par des *variations simultanées de la biréfringence* du cristal. Pour examiner la forme de ces variations, j'ai soumis au calcul quelques formes simples de ces hypothèses.

En premier lieu en tenant compte seulement de la dissymétrie de polarisabilité avec un champ moléculaire électrostatique (donc sans dipôles permanents) ; on trouve le résultat quelque peu paradoxal que la biréfringence d'orientatation augmenterait avec la température.

En deuxième lieu, en admettant des dipôles permanents intervenant seuls pour l'orientation, la dissymétrie de polarisation donnant des couples subordonnés (le champ moléculaire pouvant ne pas être électrostatique) ; on arrive au résultat extrêmement simple d'une décroissance linéaire de la biréfringence avec la température.

¹) La théorie de Schrödinger (Studien über Kinetik der Dielektrika, den Schmelzpunkt, Pyro- und Piozoelektrizität, *Wiener-Ber.*, 1912, II a 121, p. 1937) dont je n'ai eu connaissance qu'il y a peu de temps, coïncide à peu près au point de vue *formel* avec celle proposée ici. Quant au point de vue physique, elle s'en écarte totalement, son auteur voulant tenter une synthèse de l'équation d'état solide, les forces électriques devant expliquer surtout la résistance à la déformation : sa conclusion est en particulier que la disparition de la polarisation spontanée est le *point de fusion*; mes expériences sur le quartz se prononcent manifestement contre cette façon de voir.

Une troisième approximation serrant de plus près les faits consistait à envisager à la fois les dipôles et le déplacement électronique; les intégrales ne sont pas alors exprimables sous forme finie mais ne présentent pas de difficultés particulières; les expériences ne sont pas assez avancées pour permettre d'affirmer que la deuxième approximation ne soit pas suffisante (voir plus loin).

Pour la confrontation avec l'expérience je me suis adressé au quartz: outre l'existence du phénomène indiqué plus haut, il présente l'avantage d'être le mieux connu. J'ai fait des observations sur la *variation thermique de la biréfringence*, lesquelles s'accordent à peu de chose près avec celles de M. Le Chatelier([1]) (issues d'un problème de céramique). On trouve une fonction dont la *décroissance* va s'accélérant graduellement jusqu'à 582°, où elle présente une diminution discontinue, puis de là augmente très lentement (obs. jusqu'à 1000°). Au retour tout est inverse sauf que, comme pour la piézoélectricité, la transformation est en retard de 3° environ. En outre, la *polarisation rotatoire* elle-même présente des phénomènes analogues au signe près: au dessous de 582° (Le Chatelier: 570°, 1889), elle *croît* de plus en plus, accuse en ce point de nouveau une augmentation brusque, puis ensuite continue à augmenter très lentement comme la biréfringence, mes expériences ont décelé en outre ici aussi une irréversibilité du point de transformation.

Il est donc bien manifeste qu'une liaison intime existe entre les phénomènes électriques découverts et ces propriétés optiques, qu'en particulier le point 580° est une transformation qui les atteint tous et à laquelle il y aurait lieu d'ajouter encore les dilatations thermiques; je propose l'interprétation suivante pour les relier à la même théorie.

Les lamelles empilées hélicoïdalemeut que l'on a invoquées pour expliquer la polarisation rotatoire du quartz doivent *une partie* de leur biréfringence à leur polarisation spontanée dans une direction contenue dans leur plan (normal à l'axe du quartz), laquelle se manifeste par ailleurs piézoélectriquement; d'autre part, une autre cause de biréfringence correspond à un axe normal à celui de polarisation (mais toujours dans le plan de la lamelle). Les retards s'additionnent alors pour un rayon parallèle à ce plan mais se retranchent pour un autre perpendiculaire (parallèle à l'axe du quartz). Le résultat est que par élévation de température, la polarisation disparaissant graduellement, la biréfringence de l'ensemble *diminue* et la polarisation rotatoire

[1]) Celles-ci datent de 1890 (*C. R.*); comme elles ne sont pas citées dans les tables consultées, je n'en ai malheureusement eu connaissance qu'après l'exécution des miennes.

augmente, les deux présentant une variation brusque de signe inverse au point de disparition de la piézoélectricité. Au delà, seule la seconde cause subsiste et la variation thermique est de même sens pour les deux phénomènes, comme l'exige l'expérience.

La décroissance non linéaire peut être provisoirement attribuée à la variation du champ moléculaire accompagnant la dilatation, variation qu'accuse d'ailleurs la piézoélectricité. Les expériences ne sont pas assez précises encore et en outre la séparation des causes trop peu sûre pour affirmer que la théorie soit suffisante ; en tous cas elles n'y contredisent pas et permettent d'ores et déjà *d'éliminer l'hypothèse de dipôles non permanents* qui conduit à une variation thermique de sens inverse.

V. — La *discontinuité* au point de transformation peut s'interpréter enfin dans l'hypothèse des polarisations spontanées de manière analogue à l'ébullition et à la condensation dans la théorie des fluides de Van der Waals: quoique la théorie admette des états stables, certains de ces états ne peuvent subsister et il se produit en fait des passages discontinus, c'est-à-dire des désorientations ou orientations brusques. L'irréversibilité observée entre le chauffage et le refroidissement s'accorderait avec cela, elle correspondrait aux retards à l'ébullition ou à la condensation.

VI. — Une autre conséquence de la théorie est la nécessité d'envisager dans la *chaleur spécifique* une partie employée à la dépolarisation, l'énergie potentielle mutuelle des molécules augmentant alors. La dépendance thermique de $\frac{dQ}{dt}$ devra rappeler celle des ferromagnétiques (cf. théorie de M. P. Weiss) avec cette complication en plus d'un point d'ordonnée infinie au point de transformation maintes fois cité, la dépolarisation brusque devant correspondre à une chaleur *latente*.

Il ne m'a pas encore été possible de faire une étude complète de la chaleur spécifique vraie mais j'ai cherché à mettre en évidence par une méthode différentielle rapide l'anomalie présumée à la discontinuité. Dans ce but on a chauffé puis refroidi dans un même four un bloc de quartz cristallisé et un bloc de silice fondue de capacités calorifiques approximativement égales, l'un et l'autre contenant dans leur masse les soudures respectives d'un même couple thermoélectrique. — Le résultat a été frappant, le voisinage de 580° se manifestant au galvanomètre par un retard considérable de la température du cristal et inversement au refroidissement.

VII. — Parmi les conclusions s'appliquant à des phénomènes très différents et qui seront soumises incessamment au contrôle expérimental, je noterai comme exemple que l'on peut attendre une augmentation considérable de la *susceptibilité diélectrique*

vers 580° suivie d'une décroissance d'abord rapide puis de plus en plus lente.

Enfin il est peut-être possible de rapprocher l'explication des phénomènes observés sur le quartz des tentatives d'interprétation de la célèbre découvérte de la *supraconduction* de M. Kamerlingh Onnes. Lors d'une correspondance privée avec ce physicien, j'exprimais en 1914, la possibilité d'expliquer cette étrange transformation en invoquant une orientation spontanée et très complète sous les actions intermoléculaires des dipôles qui forment la base de la théorie de la conduction métallique de M. J.-J. Thomson, d'où diminution brusque et considérable de la résistance. Depuis lors, M. J.-J. Thomson lui-même a publié un travail où la même conclusion est développée avec précision. On voit que si la théorie du quartz se vérifie comme vraie définitivement, les phénomènes observés donneront une probabilité expérimentale à l'explication de M. Thomson.

Je renvoie à une publication détaillée les développements théoriques, les expériences faites et d'autres en cours d'exécution.

b) Sur les variations de la constante diélectrique d'un même corps et leur interprétation théorique.

Dans les recherches modernes sur les diélectriques isotropes, on s'est occupé particulièrement de l'influence de la *température* d'un côté et de l'autre de celle de la *densité*, soit des distances mutuelles moyennes des molécules.

L'interprétation des résultats a donné lieu à d'assez nombreuses confusions, conclusions prématurées ou injustifiées. La présente communication a pour but de délimiter avec une certaine précision la marge d'interprétation théorique des deux genres de recherches qui viennent d'être rappelés. Je remarquerai tout d'abord que les observations thermiques sont propres à fournir des renseignements plutôt sur la polarisation des molécules elles-mêmes (existence ou non existence de dissymétries dans celles-ci, orientation, etc.), tandis que celles à densité variable décèleront plutôt les actions intermoléculaires résultant de la polarisation.

Sur le premier point, il y a lieu de noter que l'apparition d'un commencement de saturation ou d'une diminution du pouvoir inducteur spécifique avec l'accroissement de la température ne permettent pas de conclure *ipso facto* à l'existence de moments électriques moléculaires permanents — comme on l'a affirmé, guidé par l'analogie magnétique — mais seulement à une *orientation* statistique. Si, en effet, la polarisabilité des molécules par déplacement d'électrons n'est pas identique en toutes directions, le champ et le moment électrique moléculaire créé par lui n'ont pas la même direction et par suite les phénomènes se présenteront

à premier examen comme avec des molécules en tout état de cause polarisées. D'ailleurs l'explication de la biréfringence électrique des liquides purs a rendu extrêmement probable l'existence de ces dissymétries de polarisation (Cotton, Mouton, Langevin).

Sur la dépendance de la *densité*, on a publié plusieurs lois dont la formule de Clausius-Mosotti est la plus connue. Il semble qu'aucune ne soit compatible généralement avec l'expérience. Or il est facile de préciser ses conditions de validité et de non validité au moyen d'une hypothèse extrêment simple sur les actions mutuelles ; celle-ci nous conduira d'ailleurs à une loi beaucoup plus générale.

Admettons que ces actions se réduisent à un *champ électrostatique uniforme* L A, proportionnel au moment électrique A de l'unité de volume, L pouvant d'ailleurs être négatif ; en appelant ψ la susceptibilité diélectrique réelle (rapportée à l'unité de masse) des éléments de matière, abstraction faite de toute action intermoléculaire, ρ la masse spécifique, ε la constante diélectrique, le calcul conduit à :

(1) $$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon - 1 + \frac{4\pi}{L}} \cdot \frac{1}{\rho} = L\psi \ .$$

On voit immédiatement que cette formule générale contient en particulier la formule de Clausius-Mosetti

(2) $$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{4\pi}{3} \psi = \text{const} \ .$$

lorsque $L = \frac{4\pi}{3}$, c'est-à-dire lorsque le champ moléculaire se réduit au champ calculé par H.-A. Lorentz dans sa théorie des diélectriques. En outre elle donne une interprétation physique très simple de la constante elle-même.

Dans tous les autres cas, la formule (2) ne saurait être valable. Si en particulier L est simplement *indépendant de la densité*, on aurait la formule

(3) $$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + \text{const}} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const} \ .$$

Et remarquons enfin que le raisonnement suivi suppose seulement que le moment électrique des éléments de matière est proportionnel au champ inducteur agissant au total à l'intérieur, mais ne fixe absolument rien sur le mécanisme de la polarisation qui peut être quelconque.

M. Wolfke (Zurich). — *Sur la théorie des quanta.*

En considérant la relation entre c et h qui résulte de la théorie du rayonnement de Planck et en utilisant les valeurs limites admissibles pour les grandeurs expérimentales, on peut démontrer que, du point de vue de la théorie de Bohr, c'est l'atome d'hydrogène et non la molécule qui forme le support des raies en séries.

F. v. Hauer (Fribourg). — *Sur la décroissance de la Phosphorescence aux basses températures.*

Les belles phosphorescences que l'on peut provoquer à la température de l'air liquide chez beaucoup de substances organiques, ont été encore très peu étudiées. La substance phosphorescente étudiée ici était une solution alcoolique de phénanthrène, placée dans un tube Devar en quartz, et l'air liquide était jeté dessus. Après avoir soumis le tube à une source ultraviolette (lampe à vapeurs de mercure), on observait une phosphorescence claire, verte et à décroissance rapide. L'intensité lumineuse était mesurée à l'aide d'une cellule photo-électrique de potassium et d'un électromètre à corde ; la charge était déterminée toutes les deux secondes. On obtient ainsi une courbe en escaliers ; on pouvait en déduire assez exactement la courbe de décroissance vraie. On opérait dans des intervalles variant de 3 à 25 secondes ; après 25 secondes l'intensité n'était plus que quelques millièmes de l'intensité après 3 secondes. La courbe peut être représentée par :

$$I = I_0 e^{-\alpha t} .$$

La loi semble donc plus simple qu'aux températures ordinaires.

Dr W. Schmid (Baden). — *Simplification des mesures wattmétriques courantes.*

Les nombreuses corrections des mesures wattmétriques effectuées en connexion dite wattmétrique sur les échantillons de fer et leur grandeur relativement au résultat cherché, ont conduit à adopter depuis longtemps le montage en transformateur, dans lequel le circuit secondaire alimente le circuit de tension du wattmètre et du voltmètre.

Dans ce cas les corrections à effectuer sont alors constituées presque en totalité par les watts consommés dans ce circuit secondaire et sont très faciles à calculer. On les mettra, par exemple,

en tabelle en fonction de la tension lue, pour les mesures courantes.

Ces mesures sont souvent faites par un personnel sans connaissances spéciales, devant travailler vite et sûrement. Il est alors indiqué de supprimer toute lecture ou calcul de correction, en chargeant l'appareil wattmétrique lui-même du soin d'en tenir compte dans ses indications.

Weston a fait un premier pas dans cette voie jadis en créant son wattmètre compensé. Il ne peut malheureusement compenser que la consommation propre de son circuit tension, ce qui résulte immédiatement de l'examen des connexions. J'ai cherché à compléter dès 1913 cette lacune, très sensible surtout pour les mesures courantes de pertes dans le fer, par une modification particulière que je n'ai trouvée encore signalée nulle part.

L'occasion et le loisir m'ont fait défaut jusqu'à présent pour effectuer l'ajustage parfait des deux enroulements partiels. Mais les résultats obtenus sont pour le moment du moins, suffisants pour la pratique courante.

L'essai a porté sur un wattmètre Siemens et Halske 25/5 amp., que j'ai muni d'un enroulement. Des essais à 500 effectués sur des échantillons normaux m'ont donné les résultats suivants :

Montage wattmétrique

INDUCTION	PERTES PAR KILO		
	Compensé	Vraie valeur	Non compensé
	FER D'ALLIAGE		
10.000	1.61	1.59	—
12.500	2.45	2.42	—
15.000	3.72	3.71	—
	FER ORDINAIRE		
10.000	3.51	3.48	3.51
15.000	7.76	7.93	7.86

On se rappellera pour juger les chiffres que la précision des mesures faites à l'induction 15,000 avec l'appareil Epstein est en général incertaine. On peut l'évaluer à 3-5 % suivant la qualité du fer.

Montage avec circuit secondaire

INDUCTION	PERTES PAR KILO	
	Compensé	Vraie valeur
	FER D'ALLIAGE	
10.000	1.61	1.53
12.500	2.47	2.42
15.000	3.74	3.71
	FER ORDINAIRE I	
10.000	2.81	2.84
15.000	6.77	6.86
	FER ORDINAIRE II	
10.000	3.48	3.48
15.000	7.92	7.93

Si au lieu de deux instruments, on en connecte trois sur le circuit secondaire, la compensation se fait encore très bien, ainsi que le témoignent les chiffres suivants :

Tension maintenue fixe	Charge du secondaire	Lecture au wattmètre	PÉRIODES
Volts		(Moyenne)	
131.0	1) Circuit tension du wattm. (2000Ω) + voltm. (660Ω)	39.18	5.0
131.0	2) Idem + voltm. Weston (1000Ω)	39.17	5.0
110.0	Comme 1)	32.85	40.2
110.0	» 2)	32.83	40.2
65.0	» 1)	16.98	25.0
65.0	» 2)	17.00	25.0

L'effet, sur la tension, de l'induction mutuelle du circuit compensateur et du circuit principal dans le wattmètre est, dans le domaine des mesures courantes, très petite et négligeable dans le cas qui nous occupe.

A.-L. Bernoulli (Bâle). — *Essai d'interprétation électrodynamique de la constante* h *de Planck avec application aux raies en série et à la viscosité des gaz.*

Dans ce travail, qui paraîtra *in extenso* dans un des prochains numéros des *Archives*, l'auteur introduit un « flux d'induction universel », dont la conséquence principale est que tout courant particulaire d'Ampère ou tout résonnateur possèdent un même moment universel ; l'auteur retrouve ainsi l'hypothèse dont Bohr s'est servi dans ses recherches sur les spectres en séries et la constitution des atomes ; il en déduit des formules remarquables qui lui permettent de calculer la constante h de Planck avec une grande exactitude, tout en donnant une interprétation physique du quantum universel d'action, puis de calculer le nombre d'Avogadro, etc., ce qui montre le bien-fondé des bases admises par l'auteur.

S. Ratnowsky (Zurich). — *L'entropie des solides et des gaz et le quantum universel d'action.*

L'auteur pose l'hypothèse suivante : « Un système matériel, même en l'absence de toute énergie calorifique (donc au zéro absolu), représente un réservoir d'énergie auquel il peut puiser comme à une source étrangère », et montre qu'elle conduit, avec l'aide de la Mécanique statistique de Gibbs, à des expressions formellement identiques à celles que donne la théorie des quanta pour l'énergie et l'entropie.

De plus, il en découle avec nécessité que le rapport entre la fréquence ν et la valeur limite de l'énergie propre ε_0 d'une liberté, caractéristique du système donné, est une constante universelle ($\varepsilon_0 = h\nu$), ce qui établit la concordance avec la théorie des quanta.

De même, l'expression de l'entropie des gaz telle qu'elle a été donnée par Tétrode, à partir de l'entropie des solides de Planck, en découle pour ainsi dire de soi-même, sans avoir besoin de faire appel au quanta. En résumé, l'auteur, par une voie tout à fait différente, parvient aux résultats connus quant aux formules donnant la tension de vapeur des solides et la constante d'entropie des gaz.

Jan v. Weissenhoff (Zurich). — *Application de l'hypothèse des quanta à des systèmes en rotation, et théorie du paramagnétisme.*

Cette communication ne nous est pas parvenue.

P. Weiss et M. Alder (Zurich). — *Sur l'aimantation des alliages de nickel et de cuivre* (présenté par M. Alder, au nom de M. Weiss, absent, et au sien).

Plusieurs séries d'alliages de métaux ferromagnétiques : les ferronickels, les ferrocobalts, les nickel-cobalt, ont été antérieurement l'objet de recherches détaillées. La série des nickel-cuivre présente un caractère nettement différent : l'un des métaux seulement, le nickel, est ferromagnétique, le cuivre, diamagnétique à l'état pur, peut, dans une première approximation, être considéré comme magnétiquement indifférent. On doit donc s'attendre à lui voir jouer le rôle d'un diluant. Une autre circonstance permettait d'attendre des propriétés particulièrement simples : d'après les métallographes les nickel-cuivre forment une série ininterrompue des solutions solides.

La technique employée a déjà été décrite à plusieurs reprises. Voir à ce sujet les thèses de MM. Hegg, Bloch, Preuss et le mémoire de MM. Weiss et Foëx.

Les résultats ne peuvent être décrits complètement dans ce résumé. Le point le plus saillant est la mise en évidence de la combinaison nouvelle : Ni_2 Cu_3.

Dans l'intervalle de Ni a Ni_2 Cu_3 les choses se passent, à quelques détails près pour lesquels nous renvoyons au mémoire à paraître prochainement, comme on pouvait s'y attendre d'après les propriétés des alliages des ferromagnétiques entre eux. L'aimantation à saturation au zéro absolu et la constante de Curie varient linéairement dans tout l'intervalle. L'aimantation à saturation part de la valeur déjà connue, égale à trois magnétons, pour le nickel et tombe à zéro pour Ni_2 Cu_3. La constante de Curie prend, pour cette combinaison la valeur 0,00104 qui donne, en supposant la molécule rigide, 7,96 magnétons, ce qui fait 3,98 par atome de nickel. L'alliage Ni_2 Cu_3 se présente donc avec une physionomie singulière qui cependant n'est pas sans analogie avec ce qui se passe pour le nickel. Mais tandis que les propriétés du nickel sont caractérisées par 3 magnétons au zéro absolu et 8 magnétons au-dessus du Point de Curie, l'alliage Ni_2 Cu_3 est caractérisé par zéro magnéton au zéro absolu et 8 au-dessus du Point de Curie. Cette manière d'être des plus énigmatiques s'expliquera peut-être en même temps lorsque l'on trouvera par quel mécanisme, dans le nickel, le nombre des magnétons passe de 3 à 8.

Signalons encore ce fait curieux que dans la plus grande partie de l'intervalle Ni—Ni_2 Cu_3 la constante du champ moléculaire conserve sensiblement la même valeur. Quant au Point de Curie partant de la valeur de 645 abs., correspondant au nickel, il s'abaisse progressivement jusqu'au zéro absolu.

Dans tout l'intervalle Ni_2 Cu_3 à Cu les propriétés magnétiques

restent faibles. Nous renvoyons au Mémoire pour leur description. On ne possède pas actuellement de théorie permettant de les discuter.

P. Gruner (Berne). — *Recherches spectrophotométriques sur la lumière pourprée.*

Cette communication paraîtra prochainement *in extenso* dans les *Archives,* sous le titre : « Nouvelles recherches sur la lumière crépusculaire du ciel ».

Les deux communications ci-après ont été remises « sous leur forme définitive » au Président de la Société, avant la séance du 6 mai ; par suite des circonstances, elles n'ont pu être lues à la séance même. Nous avons cru bien faire néanmoins de les publier à la suite des autres communications.

A. Schidlof (Genève). — *Sur les causes de la volatilité des gouttes ultramicroscopiques de mercure.*

Le fait que des gouttes ultramicroscopiques de mercure pur sont volatiles a été signalé par MM. A. Schidlof et A. Karpowicz ([1]). M. A. Targonski ([2]) qui a fait une étude plus approfondie du phénomène attribue l'effet, en partie du moins, au bombardement de la surface du liquide par les molécules du gaz ambiant.

Pour examiner cette hypothèse, supposons que les vitesses des molécules gazeuses obéissent à la loi de répartition de Maxwell, et qu'il en soit de même pour les molécules de mercure, ce corps étant considéré comme un « liquide parfait » dans le sens de la théorie de G. Jäger ([3]).

On peut admettre que les molécules de mercure, expulsées de l'unité de surface du liquide pendant l'unité de temps, sont celles qui ont reçu par le choc des molécules d'air une composante de vitesse u perpendiculaire à la surface du liquide et telle que la force vive correspondante ajoutée à celle que possédait la molécule avant le choc, grâce à sa composante de vitesse u_1, soit *au moins* égale au travail nécessaire pour traverser la couche qui sépare le liquide du gaz. Cette condition s'exprime par la formule :

$$\frac{mu^2}{2} + \frac{m_1 u_1^2}{2} \geq a \,, \qquad (1)$$

[1]) A. Schidlof et A. Karpowicz. C. R. 1914, *t. 158,* p. 1992.
[2]) A. Targonski. Soc. suisse de Phys. Genève. 14 sept. 1915.
[3]) G. Jäger. *Drudes Ann.* 1913, *11,* p. 1077.

où :

$$a = \frac{E\lambda\mu_1}{N} , \qquad (2)$$

m étant la masse d'une molécule du gaz, m_1 celle d'une molécule de mercure, E l'équivalent mécanique de la chaleur, λ la chaleur latente de vaporisation du mercure, μ_1 la masse moléculaire de ce corps et N le nombre d'Avogadro.

Le nombre des molécules de mercure satisfaisant à la condition énoncée est :

$$\nu = \frac{2N_1}{\alpha\alpha_1^2 \sqrt{\pi}} \iint e^{-\frac{u^2}{\alpha^2} - \frac{u_1^2}{\alpha_1^2}} u u_1 \, du \, du_1 , \qquad (3)$$

N_1 étant le nombre de molécules contenues dans l'unité de volume du gaz, α la vitesse probable des molécules du gaz, α_1 celle des molécules de mercure. L'intégrale doit être étendue au domaine défini par l'inégalité (1).

En effectuant le calcul, et en introduisant dans le résultat le carré moyen des vitesses moléculaires du gaz que nous désignerons par c^2, on trouve :

$$\nu = \frac{N_1 c}{\sqrt{6\pi}} e^{-a} a . \qquad (4)$$

Les ν molécules de mercure, chassées de l'unité de surface pendant l'unité de temps, sont remplacées par un nombre égal de molécules gazeuses de masse moléculaire μ. Il en résulte une variation de la masse du liquide qui, rapportée à l'unité de surface, est :

$$\frac{dm}{dt} = \frac{c(\mu_1 - \mu)}{\sqrt{6\pi}\, V} e^{-a} a , \qquad (5)$$

V étant le volume moléculaire du gaz.

La formule (5) permet un calcul approximatif de $\frac{dm}{dt}$. Toutes les quantités qui y entrent sont connues avec beaucoup de précision, sauf la chaleur latente de vaporisation du mercure à la température des expériences. Pour celle-ci nous avons adopté, après une révision des données thermodynamiques du mercure la valeur $\lambda = 70 \frac{cal}{gr}$ à 293° abs.

On trouve alors pour la vitesse de volatilisation d'une goutte de mercure dans l'air :

$$\frac{dm}{dt} = 8 \times 10^{-8} \frac{gr.}{cm^2 \ sec.}$$

Ce résultat s'accorde, quant à l'ordre de grandeur, avec les plus grandes vitesses de volatilisation observées par M. Targonski :

Il est évident que la volatilisation ne peut continuer indéfiniment. On ne peut douter que dans un récipient fermé contenant du mercure en présence d'un gaz quelconque s'établit finalement l'état stationnaire obéissant aux lois thermodynamiques connues. Du reste l'effet supposé, en remplaçant la couche superficielle de mercure par une couche de gaz comprimé sous l'influence de la pression interne très considérable du mercure, doit nécessairement aboutir à un état d'équilibre où le bombardement moléculaire ne fait qu'échanger des molécules de même espèce. Cela ne peut évidemment produire aucune variation de masse, du moins en ce qui concerne des gouttes immobiles.

Les conditions changent si les gouttes sont maintenues en mouvement (mouvement de chute et d'ascension ou mouvement brownien) car alors la couche de protection qui tend à se former est constamment détruite par l'agitation de la goutte. Cependant la vitesse *limite* ne doit être observable que dans des conditions exceptionnelles.

Encore cette conséquence de la théorie s'accorde avec les résultats obtenus par M. Targonski. Pour la même raison, il est difficile de soumettre la formule (5) à une vérification quantitative. Il faudrait opérer sur des gouttes dépourvues de toute couche de protection ; mais puisque cette couche semble pouvoir être détruite par un mouvement violent de la goutte, nous croyons possible de réaliser cette condition, approximativement du moins, en augmentant la pression de pulvérisation.

M. Targonski a entrepris une série d'expériences qui semblent favorables à la théorie exposée.

A. Schidlof et A. Targonski (Genève). — *Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans différents gaz et à diverses pressions.*

Des expériences antérieures avaient montré que l'observation du mouvement brownien des particules de mercure amalgamé et des particules métalliques pulvérisées dans l'arc voltaïque fournit des valeurs d'autant plus petites de la charge élémentaire que la particule est plus grande. Cette constatation avait conduit l'un de nous à la supposition que la théorie d'Einstein ne s'applique peut-être qu'au cas où les dimensions de la particule sont petites en comparaison du libre parcours moyen des molécules du gaz ambiant[1].

Pour étudier de plus près cette question nous nous sommes pro-

[1]) A. Targonski, *C. R.*, 1915, t. *161*, p. 778.

posé d'expérimenter en premier lieu sur des corpuscules de forme sphérique et de densité bien déterminée. Des gouttes d'huile d'olive satisfont à ces conditions. Nous en avons observé le mouvement brownien dans l'air à la pression ordinaire et à une pression voisine de 0,05 atmosphères.

On sait que pour calculer la charge d'une particule, d'après les données tirées de l'étude du mouvement brownien, on utilise des formules qui ne font intervenir *explicitement* ni la forme ni la densité des particules. Soit $\overline{\lambda^2}$ le carré moyen du déplacement brownien dans 1 seconde (calculé d'après les écarts statistiques des durées de chute), N le nombre d'Avogadro ($6,06 \times 10^{23}$), R la constante des gaz parfaits, T la température absolue, on obtient la mobilité B du petit corps par la formule d'Einstein (1). D'autre part en désignant par v_1 la vitesse moyenne de chute, par v_2 la vitesse moyenne d'ascension dans un champ électrique d'intensité F, par n le nombre des charges élémentaires (e) portées par la particule, on a une seconde formule (2) qui, combinée avec la première, permet le calcul de e.

$$(1) \quad B = \frac{N}{2RT}\lambda^2 ; \qquad (2) \quad e = \frac{nFB}{v_1 + v_2} .$$

La seule supposition qui intervienne dans l'emploi simultané de ces deux formules est celle-ci : *La mobilité B définie par la formule statistique (1) doit avoir la même valeur que celle qui entre dans la formule (2) tirée de la dynamique des fluides.* Ceci n'aura lieu vraisemblablement que si la particule présente une forme sphérique, parce que dans ce cas seul la valeur de B ne dépend pas de l'orientation de la particule.

En ce qui concerne la précision des observations statistiques, un calcul récent de M. E. Schrödinger [1] montre que l'écart probable de la moyenne (Δe) ne dépend que du nombre des observations suivant la formule :

$$\frac{\Delta e}{e} = \pm \sqrt{\frac{2}{m}} .$$

Dans le tableau suivant nous avons réuni les résultats des observations portant non seulement sur des gouttes d'huile mais aussi sur des particules d'étain obtenues par pulvérisation mécanique du métal fondu dans une atmosphère d'azote et sur des particules de cadmium produites par l'ébullition du cadmium tantôt dans de l'hydrogène pur, tantôt dans de l'hydrogène renfermant un peu d'air. Les écarts Δe ont été calculés en supposant exacte la valeur

[1] E. Schrödinger, *Phys. Zeitschr.*, 1915, *16*, p. 289.

de la charge élémentaire qui a été trouvée par M. Millikan [1] d'après une méthode très précise :

$$e = 4{,}774 \times 10^{-10} \text{ unités électrostat.}$$

TABLEAU [2]

CORPS	Nombre des partic. observées	Nombre des observ. m	$10^{10}e$ Unités électrost.	Δe	$\frac{\Delta e}{e}$	$\sqrt{\frac{2}{m}}$	Rayon apparent $10^5 a$ (cm.)
Huile, press. ordin.	47	1380	5.05	0.27	+ 5,7 %	±3,7 %	2 à 7
Huile, press. réd.	8	365	4.18	0.59	−12,5 %	±7,4 %	3 à 6
Etain	15	721	4.31	0.46	− 9,5 %	±5,3 %	envir. 3
Cadmium	9	523	4.91	0.14	+ 2,9 %	±6,2 %	envir. 5

La moyenne générale résultant de 2989 observations est :

$$e = 4{,}765 \times 10^{-10} \text{ unités électrostat.}$$

Cette valeur ne s'écarte que de 0,2 % du nombre de Millikan, tandis que l'erreur probable (d'après Schrödinger) est de $\pm$ 2,6 %.

Parmi les différents corpuscules ultramicroscopiques étudiés, les gouttes d'huile seules doivent avoir une forme sphérique. On peut d'ailleurs se rendre compte, dans une certaine mesure de la forme d'une particule ultramicroscopique chargée, en calculant sa densité au moyen de la loi de Stokes-Cunningham (3) qui implique la supposition d'une forme sphérique. En désignant par a le « rayon apparent » de la particule, par η le coefficient de viscosité et par l le chemin moyen des molécules du gaz, par g l'accélération de la pesanteur, on peut tirer la « densité apparente » σ des formules (3) et (4).

$$(3) \quad B = \frac{1 + 0{,}87\, l/a}{6\pi\eta a} \qquad\qquad (4) \quad \sigma = \frac{3v_1}{4\pi B a^2 g} .$$

En ce qui concerne les particules d'étain on a pu ainsi se rendre compte que celles-ci se divisent en deux catégories. En présence

[1] R. A. Millikan, *Phys. Rev.*, 1913, *2*, p. 109.

[2] Les chiffres indiqués dans ce tableau ont été calculés en attribuant aux résultats obtenus pour chaque particule individuelle un poids proportionnel au nombre des observations. Un mode de calcul plus correct conduit à des nombres quelque peu différents qui seront publiés et discutés ultérieurement.

de traces d'air ou d'humidité on a obtenu des particules de densité apparente 0,8 (22 particules); la pulvérisation dans l'azote pur fournit des particules d'une densité apparente 1,6 (16 particules), à condition qu'on refroidisse brusquement le métal pulvérisé. En ralentissant le refroidissement on peut obtenir des densités apparentes plus élevées et allant jusqu'à la limite 4,2 (celle de l'étain pur est 7). On a observé 24 de ces particules de plus grande densité apparente. Les densités apparentes des particules de cadmium varient entre les limites de 0,15 et 0,75. Toutes ces densités sont incontestablement trop faibles pour pouvoir être considérées comme réelles. La forme de ces corps s'écarte donc certainement beaucoup de la forme sphérique, mais il semble que, pour des conditions déterminées de production, les particules présentent entre elles une similitude de forme qui se manifeste par l'égalité des densités apparentes. En pulvérisant de l'étain et en ralentissant le refroidissement on a réussi quelquefois à obtenir des particules presque sphériques.

L'observation du mouvement brownien de *toutes* ces particules conduit à des chiffres concordants pour la charge de l'électron, à l'opposé de ce qui a été constaté pour des particules de mercure amalgamé et pour celles qui ont été produites dans l'arc voltaïque. Notons du reste que celles-ci fournissent des « densités apparentes » variant irrégulièrement dans des limites bien plus étendues; leur forme est donc probablement moins régulière que celle des particules d'étain et de cadmium étudiées dans les présentes recherches.

De l'ensemble de ces expériences résultent les conclusions suivantes :

1° *La théorie d'Einstein du mouvement brownien s'applique aux particules sphériques (sphérules d'huile) sans restrictions.*

2° *Elle s'applique de même, du moins approximativement, à des particules non sphériques de forme pas trop irrégulière (particules d'étain et de cadmium) quel que soit le milieu gazeux.*

3° *La valeur de la charge élémentaire des ions gazeux, déduite de l'étude du mouvement brownien dans les gaz, concorde avec le nombre obtenu d'après d'autres méthodes plus précises.*

COMPTE RENDU DES SÉANCES

DE LA

SOCIÉTÉ DE PHYSIQUE ET D'HISTOIRE NATURELLE

DE GENÈVE

Séance du 16 mars 1916.

R. Chodat. Questions modernes de génétique.

R. Chodat. — *Questions modernes de génétique.*

Le conférencier fait un exposé de l'état actuel de la génétique ou science de l'hérédité. Il passe en revue les procédés de la sélection à partir de la spore ou de la semeuse unique ce qui réduit à néant la prétendue polymorphie de beaucoup d'espèces réputées très variables. Il montre ensuite à partir de quelques shemas simples, l'application de la théorie des facteurs (Mendelisme) et de leurs combinaisons ou de leur ségrégations à la définition de de l'hérédité. Il expose aussi quelques cas plus compliqués par le fait du phénomène de répulsion ou d'accolement des facteurs, puis il explique l'hérédité unilatérale soit par l'association de facteurs avec le plasma soit par l'association des gênes avec les noyaux sexuellement différents. Enfin il cite quelques cas de mutation et combat que certains sont dus au fait que le matériel d'expérience est génétiquement impur et que pour des causes inconnues il y a brusque départ du style.

Sa conclusion est que ces recherches ne peuvent être faites qu'à partir des lignes pures et que le seul moyen certain d'obtenir des nouveautés est dans l'application des méthodes numériques et qualitatives mendeliennes. Au surplus le champ à défricher est indéfini.

M. Arnold Pictet signale à ce propos quelques-unes de ses expériences avec des lépidoptères et des cobayes, dont les résultats sont une confirmation de la loi Mendel.

Séance du 6 avril

A. Schidlof et A. Targonski. Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans l'air à la pression ordinaire et sous pression réduite, dans l'azote et dans l'hydrogène. — Frédéric Reverdin et J. Lokietek. Sur la m-phénétidine.

A. Schidlof et A. Targonski. — *Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans l'air à la pression ordinaire et sous pression réduite, dans l'azote et dans l'hydrogène.* (Voir compte rendu de la Société suisse de physique, *Archives*, XLI, p. 506.)

Frédéric Reverdin et J. Lokietek. — *Sur la m-phénétidine.* La m-phénétidine a été peu étudiée jusqu'à présent. Sa matière première, le m-aminophénol, étant devenu un produit technique, connu sous le nom de « fuscamine », d'un emploi assez considérable dans la teinture et par conséquent facilement accessible, une étude plus complète de cette base pouvait présenter un intérêt pratique.

Les auteurs ont effectué la préparation de la m-phénétidine en faisant réagir le bromure d'éthyle sur l'acétyl-m-aminophénol en présence d'une solution alcoolique de soude caustique, puis en saponifiant par l'acide chlorhydrique étendu le produit de la réaction. L'étude de divers sels et des dérivés acylés, méthylés, éthylés, etc., ont permis de caractériser la base d'une manière plus complète.

Reverdin et Lokietek ont préparé également quelques matières colorantes de la m-phénétidine en copulant son dérivé diazoïque avec l'acide salicylique, le β naphtol, l'acide naphtionique, la résorcine, etc. et ils ont obtenu des colorants teignant la laine en jaune, rouge ou brun.

Dans le but de continuer les expériences sur la nitration des dérivés des aminophénols, entreprises autrefois par Reverdin et continuées avec divers collaborateurs, les auteurs ont étudié plus particulièrement la nitration de l'acétyl-m-phénétidine.

Ces recherches présentaient spécialement un intérêt théorique, car les seules nitro m-phénétidines décrites jusqu'à présent par d'autres auteurs ont été préparées par voie indirecte. Ce n'est, en effet, qu'en multipliant les expériences que l'on peut arriver à contrôler l'exactitude des règles généralement admises sur la ten-

dance qu'ont les groupes « nitro » à occuper telle ou telle position dans la molécule.

La nitration de l'acétyl-m-phénétidine se passe, dans ses grandes lignes, conformément aux prévisions. Elle fournit, comme produits principaux, des dérivés mononitrés en 4 et en 6 et un dérivé dinitré en 4-6, c'est-à-dire que ce sont les positions « ortho » et « para » relativement au groupe « amino » qui sont occupées de préférence.

Les produits obtenus sont facilement saponifiables par l'acide chlorhydrique ou par l'acide sulfurique pour donner les bases correspondantes; il faut noter que dans le dérivé dinitré le groupe « éthoxy » paraît très instable, quoiqu'il ne soit voisin que d'un seul groupe « nitro ». En effet, si l'on chauffe comme d'habitude, la solution sulfurique du dérivé dinitré à la température du bain-marie, il se transforme en partie, par élimination simultanée de « l'acétyle » et de « l'éthyle » en dinitro-m-aminophénol correspondant; la saponification à l'acétyle seul s'accomplit déjà à la température ordinaire d'une manière assez rapide.

La constitution de la mononitro-4-acétyl-m-phénétidine a été établie par la transformation de ce produit en nitro-4-acétyl-m-aminophénol connu et de constitution bien déterminée; la mononitro-6-m-phénéditine a fourni par décomposition de son dérivé diazoïque un éther éthylique de la mononitro-6-résorcine également connu et enfin la constitution de la dinitro-4-6-acétyl-m-phénétidine découle des deux faits suivants : 1° les deux dérivés mononitrés, dont il a été question précédemment, donnent par une seconde nitration un seul et même produit identique à ce dérivé dinitré, et 2° par élimination du groupe « éthyle » il y a formation du dinitro-4-6-acétyl-m-aminophénol connu.

M. Reverdin continue, avec la collaboration de M. Rilliet, l'étude des dérivés de la m-phénétidine.

Séance du 4 mai

Prof. A. Monnier. Sur la formation et la composition des terres des marais de Covery, commune de Meinier. — L. Duparc et A. Grosset. Sur les nouveaux gîtes platinifères de la Ronda (Andalousie). — A. Schidlof et A. Targonski. Preuve de l'identité des charges des ions gazeux et électrochimiques basée uniquement sur la loi des écarts.

Prof. A. Monnier. — *Sur la formation et la composition des terres des marais de Covery, commune de Meinier.*

Ayant eu à suivre des travaux de drainage exécutés dans la commune de Meinier, j'ai constaté la présence, à Covery, d'une

formation de tourbe infra aquatique, dans des conditions particulièrement favorables à l'étude de ce genre de terres.

La surface du marais de Covery est de 6 hectares et celle des marais à assainir dans la région de Meinier-Choulex, d'environ 100 hectares. Cela représente pour notre canton, une superficie relativement considérable qui sera prochainement rendue à l'agriculture.

Il y avait un intérêt réel à entreprendre une étude approfondie sur la formation et la composition de ces terres de marais, en vue de déterminer leur degré de fertilité et d'examiner les améliorations à y apporter par les travaux aratoires et par l'emploi rationnel des engrais et des amendements.

Les formations que j'ai rencontrées lors de la prise d'échantillons m'ont paru offrir un certain intérêt au point de vue géologique, et je me suis adressé à MM. Joukowsky et Favre, qui m'ont donné, à ce sujet, quelques indications sur les terrains qui supportent la couche de tourbe.

Ces terrains sont formés par une série de dépôts lacustres comprenant, à la base, une argile grise dont l'épaisseur variable peut dépasser un mètre. A cet argile succède, sans transition une craie lacustre blanche, sur laquelle repose directement la tourbe. L'argile grise repose, par l'intermédiaire d'une couche graveleuse, sur une argile glaciaire grise à cailloux alpins. Les cailloux sont roulés et on n'y a pas constaté de cailloux striés.

L'argile lacustre contient une seule espèce de mollusque *(Pisidium)* très peu abondante. La craie blanche contient par contre, dans sa partie supérieure de nombreux mollusques *(Succinea, Limnea, Physa, Planorbis, Bythinia, Valvrata, Spaerium, Pisidium)*. Cette craie semble être un dépôt chimique produit par évaporation. Elle est d'une extrême finesse et possède un pouvoir d'imbibition considérable. Saturée d'eau elle forme une masse plastique et visqueuse peu perméable qui se délite à l'air par dessiccation et tombe en poussière. Ces formations sont dépourvues d'acide phosphorique. La composition est la suivante :

Argile grise		Craie lacustre	
Argile	51 %	Argile	3.12 %
Sable siliceux fin	21 %	Carbonate de chaux	91.15 %
Calcaire	28 %	» de magnésie	1.25 %
		Oxydes de fer et d'alumin.	2.59 %
		Acide phosphorique	traces
		Matières organiques	1.90 %

Sur la craie et sans transition, repose une couche d'une tourbe infra aquatique d'une épaisseur variant de 40 à 80 centimètres,

totalement dénuée de calcaire. On y distingue nettement deux couches :

La partie superficielle, très meuble, à grain relativement gros, présente une grande faculté d'évaporation et ne se laisse plus humidifier après dessiccation.

La couche inférieure est constituée par une argile humifère, très riche en acides humiques, formant une masse compacte et imperméable.

Cette disposition, anormale en apparence, s'explique par la propriété des colloïdes de traverser les filtres, tandis qu'ils se coagulent en présence du bicarbonate de chaux en dissolution dans les eaux d'infiltration, condition qui se trouve réalisée au contact de la craie lacustre sur laquelle repose la tourbe.

Composition de la terre tourbeuse

	Couche inférieure	Couche superficielle
Matières combustibles .	34.6 %	63.7 %
» minérales. . .	65.4 %	36.3 %
Calcaire.	0.0 %	0.0 %
	100.0 %	100.0 %

Au point de vue agrologique, cette terre, d'une grande richesse en humus et en azote organique, présente une faible fertilité naturelle due surtout à l'absence de calcaire, élément constitutif des terres arables qui est indispensable, d'une part pour maintenir l'ameublissement du sol, d'autre part pour permettre les phénomènes de nutrification.

Les essais pratiques que nous avons effectués ont démontré que l'on peut améliorer cette terre en y mélangeant une petite proportion de la couche sous-jacente de craie. L'addition de scories de déphosphoration a également donné de bons résultats, peut-être dûs à la facile solubilité de l'acide phosphorique et à la présence d'une forte proportion de chaux.

L'addition d'engrais potassiques a donné de très bons résultats.

L. Duparc et A. Grosset. — *Sur les nouveaux gîtes platinifères de la Ronda (Andalousie).*

M. Duparc, en son nom et en celui de M. Grosset, communique les résultats des deux visites successives qu'ils ont faites aux gîtes platinifères de la Ronda, en Andalousie.

Ce gîte primaire est constitué ici par d'énormes boutonnières de hartzburzites qui percent au milieu des gneiss et des schistes cambriens. La plus grande, celle de la Sierra de Bermeju mesure plus de 40 kil. de longueur sur 15 de large, il existe encore quatre

autres boutonnières d'importance secondaire. La hartzburzite est formée de pyroxène rhombique, d'olivine prédominante et de spinelles bruns. L'adjonction de pyroxène monochronique le fait passer aux lherzolites ; la disparition de l'enstatite à la dunite ; dans ce cas on voit apparaître un peu de chromite avec les spinelles. Il n'y a jamais de grandes masses de dunites franches encastrées dans les hartzburzites, mais de simples passages latéraux. Le gîte s'écarte complètement du type classique de l'Oural, la double ceinture pyroxénitique et gabbroïque fait défaut, et le gisement de la Ronda rappelle trait pour trait celui de Krebet-Salatin dans l'Oural du Nord, découvert en 1907 par M. Duparc. Les cours d'eau platinifères de la Ronda diffèrent aussi totalement de ceux de l'Oural, soit par leur disposition, soit par les alluvions. Les couches classiques de tourbe, retchnikis, et peskis riches de l'Oural font ici défaut, et le platine paraît assez régulièrement distribué dans toute l'épaisseur de la couche alluviale qui semble récente. Le platine est assez fortement roulé, présente certaines impressions analogues à celles que l'on voit sur les platines des pyroxènites et est en partie attirable à l'aimant (22 %). Il comprend tous les éléments des platines de l'Oural, osmium, iridium, palladium, etc.

A. Schidlof et A. Targonski. — *Preuve de l'identité des charges des ions gazeux et électrochimiques basée uniquement sur la loi des écarts.*

Dans une communication récente [1] nous avons montré que l'observation du mouvement brownien dans un gaz conduit à une valeur de la charge des ions gazeux qui s'accorde avec la valeur obtenue d'après d'autres méthodes plus précises. Nous avons reconnu depuis lors que la démonstration de ce fait peut-être mise sous une forme plus saisissante si l'on utilise d'une autre façon les résultats numériques des expériences.

On observe, comme l'on sait, le mouvement brownien des particules ultramicroscopiques en notant les différentes durées t_i qui s'écoulent pendant qu'une même particule parcourt, sous l'influence d'une force constante, toujours le même trajet de longueur L. Si l'on effectue un assez grand nombre de déterminations, la moyenne arithmétique $\bar{t}$ des durées observées sera sensiblement égale à la durée du parcours qu'on observerait si la particule n'était pas soumise aux fluctuations statistiques du mouvement brownien. La répartition des quantités $\frac{t_i - \bar{t}}{\sqrt{t_i}}$ pour une même par-

[1]) *C. R. de la Soc. de Phys.* Séance du 6 avril 1916.

ticule, observée dans des conditions invariables, doit obéir à la loi établie par M. E. Schrödinger ([1]).

Désignons par $\bar{t}$ la durée moyenne de chute de la particule, par $\bar{t'}$ sa durée moyenne d'ascension dans un champ électrique uniforme. Ce champ est établi, sous l'influence d'une différence de potentiel V volts, entre les deux plateaux d'un condensateur plan dont la distance est d. Soit en outre n le nombre des charges élémentaires que porte le petit corps, R la constante des gaz parfaits, T la température absolue à laquelle se font les observations, N le nombre d'Avogadro et $\overline{\lambda^2}$ le carré moyen du déplacement brownien par seconde ; on a les formules :

$$(1)\quad \frac{300\,d}{neV}\left(\frac{L}{\bar{t}}+\frac{L}{\bar{t'}}\right)=\frac{2RT}{N}\,\overline{\lambda^2}\,, \qquad (2)\quad \overline{\lambda^2}=\frac{1}{m}\,\frac{L^2}{\bar{t}^2}\sum_1^m\frac{(t_i-\bar{t})^2}{t_i}\,;$$

m représente le nombre des observations faites avec une même particule, le trajet L restant constant. Le nombre m est ordinairement trop restreint pour permettre l'application des lois des grands nombres, mais l'ensemble des résultats obtenus avec des particules quelconques dans n'importe quel gaz et à n'importe quelle pression obéit à la même loi de répartition si l'on considère la quantité :

$$(3)\qquad x=\sqrt{\frac{L\bar{t'}Vn}{\bar{t}(\bar{t}+\bar{t'})}}\;\frac{t_i-\bar{t}}{\sqrt{t_i}}\,.$$

On peut calculer le carré moyen de cette quantité x d'après la loi de Gauss, en ce sens que le nombre moyen μ des observations pour lesquelles x est compris entre certaines limites $+x_1$ et $+x_2$ est exprimé par l'intégrale : ([2])

$$(4)\qquad \mu=\frac{M}{\alpha\sqrt{\pi}}\int_{x_1}^{x_2}e^{-\frac{x^2}{\alpha^2}}dx\,,$$

M étant le nombre total des observations et α une constante proportionnelle à la racine carrée du carré moyen de x :

$$(5)\qquad \alpha=\sqrt{2\overline{x^2}}\,.$$

On voit du reste facilement en utilisant les formules (1) (2) et (3) qu'on doit avoir :

$$(6)\qquad \overline{x^2}=\frac{600RT\,d}{Ne}\,.$$

[1]) *Phys. Zeitschr.*, **16**, 1915, p. 289.

[2]) La démonstration complète du mode de calcul sera donnée ultérieurement. La formule (4) n'est qu'une formule approchée, mais suffisamment précise vu les conditions de nos expériences.

Or si toutes les charges portées par les différentes particules sont vraiment des multiples entiers d'une charge élémentaire unique e on doit avoir

$$Ne = E = 2{,}895 \times 10^{14} \text{ unités électrostat.} ,$$

E étant la charge de l'ion électrolytique monovalent.

La « valeur probable » de x doit donc être d'après l'hypothèse énoncée ci-dessus :

$$\eta = 0{,}6745 \sqrt{\frac{600 \mathrm{RT} d}{\mathrm{E}}} , \tag{7}$$

Les seules grandeurs dépendant des conditions expérimentales qui entrent dans cette formule sont : la distance des plateaux du condensateur d (dans nos expériences 0,5 cm) et la température absolue T. La première de ces quantités est connue avec une précision de 0,2 % au moins, la seconde peut être supposée constante, dans nos expériences, à 1 ou 2 % près. Nous avons calculé η en prenant : $R = 8{,}32 \times 10^7$; $T = 293°$, ce qui fournit

$$\eta = 0{,}1072 .$$

Voici maintenant un tableau permettant de comparer les répartitions théoriques et observées pour l'ensemble des 2989 observations (particules d'huile, d'étain et de cadmium) signalées dans notre précédente communication.

$\frac{x}{\eta}$	μ_{calc}	μ_{moy}
0,56	439,2	416
1,12	381,9	396,5
1,68	288,2	268
2,24	188,9	202
2,80	107,8	104,5
3,36	53,2	66
3,92	23,0	23,5
4,48	8,5	12
5,04	2,9	2

L'accord obtenu est très bon si l'on tient compte des difficultés expérimentales, des variations inévitables de la température et de la précision limitée des mesures. Cette nouvelle vérification basée uniquement sur la loi des écarts confirme donc pleinement les conclusions présentées dans notre communication précédente.

Elle nous semble fournir une preuve en quelque sorte objective et particulièrement concluante de l'identité absolue des charges des ions gazeux et électrochimiques.

LISTE BIBLIOGRAPHIQUE

des Travaux de Chimie faits en Suisse

1915

Décembre

206. Baragiola (W. I.) und Godet (Ch.) 1753er Markgräfler. Untersuchung eines alten Flaschenweins. Wädenswil. — *Zeitschr. Weinbau* **2.** 379.

207. Barladean (A. G.). Ueber Reinigung und physiologische Wirkung der Tierkohle. Genf. — *Pharm. Zentralhalle* **56.** 683.

208. Bertossa (Anton). Ueber Diaethylendiamin-l-propylendiaminkobaltisalze. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

209. Bolle (Edouard). Ueber Ammoniakate von Zink- und Kupfer-Verbindungen. *Dissert.* Bern (Prof. Ephraim).

210. Bouvier (Maurice). La distillation de la houille sous pression réduite. *Thèse.* Genève (Prof. Pictet).

211. Briner (E.). Action simultanée des pressions et températures très élevées sur les phénomènes chimiques. Genève. Lab. de ch. techn. et théor. — *J. ch. phys.* **13.** 465.

212. Brunner (Emil). Ueber Nitrid und Carbid des Berylliums. Ueber neue Produkte der elektrochemischen Oxydation des Phenols. *Dissert.* Basel (Prof. Fichter).

213. Fichter (Fr.). Solution d'acide borique en présence de teinture de tournesol. Bâle. Lab. inorg. de l'Inst. de chimie. — *J. ch. phys.* **13.** 399.

214. Fichter (Fr.) und Müller (Emil). Die Erschwerung der Seide mit Stannichlorid als chemische Reaktion. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Färber-Zeitung* **26.** 253. 274. 289.

215. Germann (Frank E. E.). Recherches sur les gaz retenus par l'argent métallique. *Thèse*. Genève (Prof. Guye).

216. Goutner (Benjamin Jacques). Influence des sels sur le système oxydant peroxydase + peroxyde d'hydrogène. *Thèse*. Genève (Bach).

217. Guggenheim (M.). Ueber eine neue Methode zur Prüfung des Adsorptionsvermögens von Tierkohle und anderen Adsorptionsmitteln. Basel. Lab. von F. Hoffmann-LaRoche und Co. — *Therap. Monatshefte* **29**.

218. Herzfeld (Eugen). Beiträge zur Chemie der proteolytischen Fermente. *Habilitationsschrift*. Zürich.

219. Hirschfeld (L.), und Klinger (R.). Ueber die physiologischen Grundlagen der Blutstillung und über ein neues Blutstillungsmittel (Thrombosin). Zürich. Hygiene-Inst. der Univ. — *Deutsche med. Wochenschr*. **41**. 1542.

220. Hirschfeld (L.) und Klinger (R.). Experimentelle Untersuchungen über den endemischen Kropf. Zürich. Hygiene-Inst. der Univ. — *Arch. Hyg*. **85**. 139.

221. Hochuli (Ernst). Ueber die Beständigkeitsgrenzen komplexer Anionen. *Dissert*. Bern (Prof. Ephraim).

222. Izdebska-Domanska (Stefanja). Zur Kenntnis der isomeren Iminodipropionsäuren. *Dissert*. Zürich (Dr Dubsky).

223. Jeanneret (Max). Harnsäurebestimmungen im normalen und pathologischen Speichel mit Hilfe einer kolorimetrischen Methode. *Dissert*. Zürich (Dr Herzfeld).

224. Jong (Cornelis de). Studien über den Bernstein. *Dissert*. Bern (Prof. Tschirch).

225. Kantor (M.). Dosage du bitartrate de potassium par la réduction de l'iodate et de l'iodure de potassium. Genève. Lab. de ch. anal. de l'Univ. — *Monit. scient*. **1915**. 273.

226. Kehrmann (F.). Zur Stereochemie der Chinon-oxime. Genf. Univ.-Lab. — *Berichte* **48**. 2021.

227. Kirchhoff (Georg). Ueber die Darstellung von Thiophen aus Acetylen. Lichtchemische Synthese von Indolderivaten. *Dissert*. Zürich (Prof. Pfeiffer).

228. Koifmann (Ide). Sur les alliages d'argent et de platine et sur l'analyse des dits. Genève. — *Archives des Sc. phys. et nat*. **40**. 509.

229. Kuba (Franz). Ueber die Kondensation von Benzil- und Diphenylenglycol-säure mit Thiophenolen und ihren Aethern. *Dissert*. Freiburg (Prof. Bistrzycki).

230. Kunkler (Max). Sur la synthèse des quinolyl-4-cétones. *Thèse*. Genève (Dr Kaufmann).

231. Lokietek (Jozef). Sur la m-phénétidine et ses dérivés. Nitration de l'acétyl-m-phénétidine et de l'acétyl-m-aminophénol. *Thèse*. Genève (Dr Reverdin).

232. Müller-Thurgau (H.) und Osterwalder (A.). Einfluss teilweiser Entsäuerung und der Temperatur auf den Säureabbau des Weines. Wädenswil. Schweiz. Vers.-Anstalt. — *Landw. Jahrb.* **1915.** 391.

233. Müller-Thurgau (H.) und Osterwalder (A.). Acetaldehydbildung in Obstfrüchten. Wädenswil. Schweiz. Vers.-Anstalt. — *Landw. Jahrb.* **1915.** 400.

234. Müller-Thurgau (H.) und Osterwalder (A.). Aldehydbildung im Wein während und nach der Gärung. Wädenswil. Schweiz. Vers.-Anstalt. — *Landw. Jahrb.* **1915.** 408.

235. Müller-Thurgau (H.) und Osterwalder (A.). Verhinderung der alkoholischen Gärung in Obst- und Traubensäften durch schweflige Säure. Wädenswil. Schweiz. Vers.-Anstalt. — *Landw. Jahrb.* **1915.** 421.

236. Oswald (Adolf). Gewinnung von salzsaurem Glucosamin aus Mucoid aus Ascitesflüssigkeit. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **95.** 100.

237. Oswald (Adolf). Notiz zur Krystallisation von Serumalbumin vom Menschen. Zürich. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **95.** 102.

238. Oswald (Adolf). Notiz über Jodeiweiss. Zürich. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **95.** 351.

239. Pellaton (Maurice). Constantes physiques du chlore. Neuchâtel. Lab. de physique de l'Univ. — *J. ch. phys.* **13.** 426.

240. Sperber (Joachim). Verdrängung von Säuren durch Wasserstoffsuperoxyd. Zürich. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 717.

241. Tunmann (O.). Zur Wertbestimmung der Rhamnusrinden. Bern. — *Apotheker-Zeitung* **30.** 642.

242. Tunmann (O.). Beiträge zur mikrochemischen Toxikologie. — *Apotheker-Zeitung* **30.** 678.

243. Versell (Arnold). Ueber das serologische Verhalten von Milch und Milcheiweisskörpern in frischem und gekochtem Zustande. Zürich. Hygiene-Inst. der Univ. — *Zeitschr. Immunitätsforschung* **24.** 267.

244. WEISS (Richard). Ein einfacher Apparat zur Bestimmung des Harnstoffs und Harnzuckers. Freiburg. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **53.** 689.

245. WINTERSTEIN (E.) und WÜNSCHE (F.). Ueber einige Bestandteile der Maiskeime. Zürich. Agr.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physiol. Ch.* **95.** 310.

1916

Janvier

1. BAUDISCH (Oskar). Ueber den Einfluss von Kernsubstitution auf innere Komplexsalze bildende Gruppen. Ueber Nitrosoarylhydroxylaminen. Zürich. Chem. Univ.-Lab. — *Berichte* **49.** 172.

2. BAUDISCH (Oskar), GUREWITSCH (H.) und ROTHSCHILD (S.). Ueber innere Metallkomplexsalze des p-Toluolsulfonsäure-o-nitroso-hydroxylamino-phenyl-esters. Zürich. — *Berichte* **49.** 180.

3. BAUDISCH (Oskar), PISTOR (A. E.) und SILBERBLATT (B.). Ueber innere Metallkomplexsalze. Zürich. — *Berichte* **49.** 191.

4. BAUDISCH (Oskar) und ROM (Hermann). Ueber innere Metallkomplexsalze. Zürich. — *Berichte* **49.** 203.

5. BAUR (Emil) und ORTHNER (R.). Ueber die Dynamik der Kohlensäureabspaltung aus organischen Verbindungen. Zürich. Physikal.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Zeitschr. physikal. Ch.* **91.** 75.

6. BILAND (Hans). Optisch aktive Trioxalokobaltiate. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

7. BOSSHARD (E.) und PFENNINGER (R.). Versuche über das Verhalten von Eisen gegenüber von Wasser und wässerigen Lösungen im Dampfkessel. Zürich. Techn.-chem. Lab. der techn. Hochschule. — *Chem.-Zeitung* **40.** 5. 46. 63. 91.

8. BREMY-SCHULTHESS (Walter). Untersuchungen über Oxalodiäthylendiaminchromisalze. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

9. FEER (E.). Grünfärbung der Frauenmilch nach Genuss von Tierleber. Zürich. Univ.-Kinderklinik. — *Biochem. Zeitschrift* **72.** 378.

10. Fürst (Rose). Zur Kenntnis der Nitrosoarylhydroxylamine und über Lichtumlagerungen der Azoxykörper der Naphtalinreihe. *Dissert.* Zürich (Dr Baudisch).

11. Grüter (Max). Ueber die Zerstörung von Morphin und Morphinderivaten bei der Entwicklung von Hühnerembryonen. Zürich. Pharm. Inst. der Univ. — *Arch. exper. Pathol.* **79.** 337.

12. Guggenheim (M.) und Löffler (Wilh.). Biologischer Nachweis proteinogener Amine in Organextrakten und Körperflüssigkeiten. Basel. Med. Klinik des Bürgerspitals und Physiol.-chem. Lab. von Hoffmann-LaRoche und Co. — *Biochem. Zeitschr.* **72.** 303.

13. Guggenheim (M.) und Löffler (Wilh.). Das Schiksal proteinogener Amine im Tierkörper. Basel. Lab. der med. Klinik und Physiol.-chem. Lab. von Hoffmann-LaRoche und Co. — *Biochem. Zeitschr.* **72.** 325.

14. Imhof (A.). Ueber eine mathematische Beziehung zwischen Verflüssigungstemperaturen und Absorptionskoeffizienten der Gase. Zürich. — *Zeitschr. physikal. Ch.* **91.** 124.

15. Kehrmann (F.). Ueber Farbstoffe der Methylenblau-Gruppe. Darstellung von Methylenblau als Vorlesungsversuch. Lausanne. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 53.

16. Oesterheld (G.) und Brunner (E.). Ueber Anoden-und Wehnelt-Effekt. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Zeitschr. Elektroch.* **22.** 38.

17. Pictet (Amé) et Chou (Tsan Quo). Sur la formation de bases pyridiques et isoquinoléiques à partir de la caséine. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 127.

18. Reich (S.). Sur la nitration de l'acide phénylpropiolique. Genève. — *Comptes rendus* **162.** 129.

19. Reverdin (Frédéric) et Lokietek (J.). Sur la m-phénétidine et quelques-uns de ses dérivés. Genève. Lab. de ch. org. de l'Univ. — *Archives des Sc. phys. et nat.* **41.** 48.

20. Rupe (Hans) und Iselin (Martin). Ueber Abkömmlinge des Methylen-camphers. Basel. — *Berichte* **49.** 25.

21. Sigg (Henri). Recherches sur les serpentines de la Syssers-kaya-Datcha, leurs ségrégations magmatiques et les mines qui s'y rattachent. *Thèse.* Genève (Prof. Duparc).

22. Tchitchinadzé (Nicolas). Sur la solubilité de la soude caustique dans l'ammoniac liquéfié. *Thèse.* Genève (Skossarewsky).

23. Tschirch (A.). Kriegs-Chemie. Bern. — *Pharm. Post* **49.** 1.

Février

24. Beer (Thomas). Gewinnung von reinem Yttrium. Die Affinitätsabsättigung der Metallsalze der Xanthogensäuren. *Dissert.* Zürich (Dr Jantsch und Dr Dubsky).

25. Besson (A. A.). Ueber Kaliummetasulfit. Basel. — *Chem.-Zeitung* **40.** 165.

26. Burri (R.). Ueber die Beeinflussung der Aufrahmungsvermögens durch eine vorausgegangene Erwärmung der Milch. Bern-Liebefeld. Schweiz. milchwirtschaftl. Anstalt. — *Milchwirtschaftl. Zentralblatt* **45.** 33.

27. Fellenberg (Th. von). Die Bestimmung des Pektins in Gewürzen. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **7.** 42.

28. Fichter (Fr.) und Elkind (Ephraïm). Elektrochemische Versuche mit organischen Arsen-Verbindungen. Basel. Anorg. Abt. der chem. Anstalt. — *Berichte* **49.** 239.

29. Grün (Ad.) und Schönfeld (H.). Ueber Glyceride der Linolsäure. Zürich. Chem. Lab. der Univ. — *Zeitschr. angew. Ch.* **29.** 37. 46.

30. Haggenmacher (Ernst Heinrich). Ueber eine kolorimetrische Harnsäurebestimmung. *Dissert.* Zürich (Dr Herzfeld).

31. Hoschek (Arthur). Veränderungen des α-Methylindols im Lichte und einige Indolkondensationen. *Dissert.* Zürich (Dr Baudisch).

32. Kohler (Fernand). Harnsäurebestimmungen in normalen und pathologischen Fäces mit Hilfe einer neuen kolorimetrischen Methode. *Dissert.* Zürich (Dr Herzfeld).

33. Müller (Alfred). Ueber Bromamminodiäthylendiaminkobaltisalze und daraus dargestellte Reihen. *Dissert.* Zürich (Prof. Werner).

34. Pfeiffer (Paul). Lichtchemische Synthese von Indolderivaten. Zürich. Chem. Inst. der Univ. — *Annalen* **411.** 72.

35. Philippe (E.). Die Bestimmung des Coffeïns in Tee nach dem Sublimierverfahren. Bern. Lab. des schweiz. Gesundheitsamtes. — *Mitt. Lebensmittelunters.* **7.** 37.

36. Pictet (Amé) und Chou (Tsan Quo). Ueber die Einwirkung von Methylal auf Tetrahydro-papaverin. Genf. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 370.

37. Pictet (Amé) und Chou (Tsan Quo). Bildung von Pyridin- und Isochinolinbasen aus Casein. Genf. Org. Lab. der Univ. — *Berichte* **49.** 376.

38. Reutter (L.). Les flèches empoisonnées. Analyses de poisons. Genève. — *Revue anthropol.* **26.** 81.

39. Sammet (O.). Ueber den Aceton-Nachweis im Harn. Zürich. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **54.** 77. 89.

40. Schapiro (F.). Ueber die Wirkung des Digitalins allein und in Kombination mit Adrenalin und Schilddrüse auf das Herz von Rana esculenta. Bern. Pharm. Inst. der Univ. — *Biochem. Zeitschr.* **73.** 1.

41. Tunmann (O.). Zur Mikrochemie des Aesculins und zum Nachweis dieses Körpers in Aesculus hippocastanum L. Bern. — *Schweiz. Apotheker-Zeitung* **54.** 45. 67.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES A

L'OBSERVATOIRE DE GENÈVE

PENDANT LE MOIS

DE MAI 1916

Le 1. pluie de 7 h. à 9 h. 20, de 10 h. 20 à 11 h. 30 du matin, de 9 h. 15 à 10 h. du soir et dans la nuit.
3, rosée matin et soir.
4, rosée le matin ; brise du lac de 8 h. du matin à 6 h. du soir.
5, pluie de 3 h. 10 à 6 h. du soir et dans la nuit ; vent violent à 4 h. du soir.
6, pluie de 7 h. à 9 h. du matin, de 2 h. 50 à 4 h. 20 du soir et dans la nuit ; orage à 2 h. 45 ; grêle à 2 h. 55 ; arc-en-ciel à 3 h. 50 du soir.
7, pluie de 6 h. 15 à 10 h. du soir et dans la nuit ; neige sur les montagnes environnantes.
8, pluie de 7 h. à 9 h. 50 du matin ; averse mêlée de grêle à 11 h. 45.
9, rosée le matin; pluie dans la nuit. — **Halos solaires** très remarquables de 10 h. 30 du matin à 3 h. de l'après-midi (temps légal). Voile de cirro-stratus avec quelques cirrus. — A 10 h. 45, halo intense coloré de 22° de rayon intérieur ; quelques traces du halo coloré de 46° de rayon, près de l'horizon au S.-E. ; cercle blanc tangent au cercle coloré au nord. — A 11 h. 15, même situation pour les halos colorés : cercle blanc coupant le halo de 22°, mais ne passant pas par le soleil. — A 11 h. 45 et jusqu'après midi, le cercle blanc passe par le soleil et est très intense ; c'est le *cercle horizontal* ordinaire ; il a environ 35° de rayon, vu la hauteur du soleil vers midi dans cette saison. — Il est possible que le cercle blanc se soit graduellement déplacé, mais il n'a pas été possible de suivre constamment le phénomène et l'on n'a noté que les étapes successives. — Certains observateurs ont constaté d'autres arcs de cercle et des traces de parhélies. — Après midi, le phénomène s'est graduellement affaibli. Le halo principal (22°) était encore visible vers 3 h., mais avait perdu sa coloration ; il était blanchâtre.
11, halo lunaire à 9 h. du soir.
13, vent fort à 1 h. ; pluie de 3 h. 50 à 10 h. du soir et dans la nuit.
15, pluie de 2 h. 40 à 9 h. 10 du soir et dans la nuit.
les 16, 17 et 18, brise du lac de 10 h. du matin à 7 h. du soir.
19, et 20, très forte bise toute la journée.
le 22, orages à 3 h. 40 et 4 h. 35 ; nombreux éclairs dans la soirée.
23, brise du lac de 11 h. du matin à 7 h. du soir.
24, halo solaire à 10 h. du matin ; brise du lac de 10 h. du matin à 2 h. du soir ; violent coup de vent, orage et pluie à 4 h. 40 du soir.
26, pluie de 7 h. 30 du matin à 2 h. 30, de 8 h. à 10 h. du soir et dans la nuit.
27, pluie de 7 h. à 8 h. et de 9 h. à 10 h. du matin.
28, halo solaire à midi.
29, halo solaire à 1 h. du soir.
31, forte bise toute la journée. **La dernière tache de neige a disparu sur le Salève**.

GENÈVE — MAI 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 700mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 8 Obs.	Écart av. la norm.	Barographe Min.	Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Vit. moy. kil. h.	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moy. 6 obs.	Durée d'insolation	Pluie Hauteur 24 h.	Nombre d'heures
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm										h.	mm.	
1	24.0	23.8	23.8	23.60	− 1.35	22.5	24.9	NW. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	3.6	9	9	9	9	3.9	12.8	9
2	25.3	24.5	25.1	24.87	− 0.11	24.1	25.6	SSE 1	NNE. 1	SW 1	SSW. 1	3.5	9	5	9	7	5.6	0.1	....
3	25.0	23.4	22.4	23.69	− 1.33	21.9	25.2	NE. 1	NNE. 1	SSW. 1	calme	1.5	2	7	0	4	12.5	....	....
4	21.1	19.3	17.1	19.19	− 5.57	16.5	22.3	SSW. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	2.5	8	9	8	8	6.8	....	....
5	13.8	12.8	17.2	**14.79**	**−10.31**	**12.6**	18.2	S. 1	NNE. 1	SW. 1	var.	3.1	9	9	8	7	0.5	3.0	5
6	20.5	20.1	23.8	21.04	− 1.10	18.1	21.2	SE. 1	NNE. 1	W. 1	SSW. 1	6.7	9	7	0	6	5.1	5.6	6
7	23.2	21.7	21.6	22.24	− 2.91	20.0	24.0	S. 1	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	2.9	9	9	10	9	4.4	**19.8**	**13**
8	24.7	26.1	27.8	25.61	+ 0.39	23.2	28.2	SSW. 1	E. 1	SSE. 1	SE. 1	7.7	10	6	8	5	4.5	1.6	3
9	27.8	26.4	26.7	27.04	+ 1.78	25.5	28.3	SE. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.4	1	8	8	5	11.4	0.4	2
10	27.3	27.5	28.6	27.54	+ 2.23	26.9	28.6	SE. 1	SSW. 2	NE. 1	SSW. 1	5.0	9	7	3	6	7.8	....	....
11	28.6	28.0	27.7	28.03	+ 2.68	27.2	28.7	SSW. 1	N. 1	NNE. 1	NNE. 1	6.3	1	9	3	4	9.5	....	....
12	26.7	25.0	24.0	25.52	+ 0.13	23.4	27.6	SSW. 1	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	5.4	0	0	0	1	13.3	....	....
13	24.2	23.1	25.0	24.12	− 1.32	23.2	25.6	SE. 1	SSW. 2	SW. 1	SSW. 1	6.3	9	8	10	9	1.6	6.8	8
14	25.8	25.7	26.2	25.77	+ 0.29	25.4	26.3	ESE. 1	NNE. 1	ESE. 1	var.	2.9	9	8	9	8	7.6	....	....
15	26.5	27.1	28.5	27.20	+ 1.67	26.0	28.6	SSE 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	2.5	10	9	10	9	0.0	4.0	8
16	29.1	29.2	30.0	29.09	+ 3.52	28.4	30.7	NE. 0	NNE. 1	NNE. 1	NNE. 1	6.1	2	1	0	1	13.5	....	....
17	32.3	32.3	32.6	32.05	+ 6.43	30.7	33.2	NNE. 1	NNE. 1	SE. 0	NNE. 1	3.8	0	0	0	1	13.9	....	....
18	34.1	33.5	33.1	**33.40**	**+ 7.74**	32.7	**34.1**	SSW. 1	NNE. 1	SW. 1	NNE. 1	2.9	8	0	0	2	12.4	....	....
19	33.7	31.9	31.4	32.38	+ 6.67	31.0	33.8	W. 1	NNE. 2	NNE. 2	NNE. 2	**15.3**	0	0	0	0	**14.2**	....	....
20	31.8	30.7	31.5	31.24	+ 5.49	30.4	31.9	NNE. 1	NNE. 2	NE. 1	NNE. 2	13.8	0	0	0	9	14.1	....	....
21	32.8	32.1	31.6	31.94	+ 6.14	30.7	32.9	NE. 1	NNE. 1	NNE 1	NNE. 1	4.6	0	0	6	1	**14.2**	....	....
22	31.9	30.7	30.2	31.00	+ 5.16	29.5	31.9	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	SSW. 1	4.8	0	1	8	3	10.3	....	....
23	30.0	29.2	27.3	29.09	+ 3.20	26.8	30.7	SSE. 1	NNW. 1	SW. 1	var.	4.1	8	2	3	5	5.0	....	....
24	26.0	23.0	23.1	24.11	− 1.52	21.8	26.9	W. 1	NW. 1	SSW. 1	SSW. 1	6.3	6	3	1	4	12.0	2.6	1
25	22.7	21.9	22.4	22.25	− 3.73	21.4	22.8	SE. 1	SW. 1	SSW. 1	SSW. 1	5.2	8	9	8	7	9.8	....	....
26	21.9	24.5	23.5	23.22	− 2.80	21.7	24.6	SW. 1	SE. 1	SE. 1	SE. 1	3.8	9	10	10	9	0.1	17.0	12
27	22.0	22.2	22.2	22.18	− 3.89	21.7	23.1	SW. 1	W. 1	SSW. 1	calme	1.1	10	9	9	9	0.1	2.9	2
28	21.8	21.9	23.2	22.10	− 4.01	21.5	23.2	SW. 1	NNE. 1	NNE 1	NNE. 1	6.7	6	9	10	8	7.2	....	....
29	22.9	22.9	23.9	23.03	− 3.13	22.6	24.5	NNE. 1	NNE. 1	SSW. 1	NNE. 1	9.0	9	8	10	9	6.6	....	....
30	25.3	25.6	27.7	25.80	− 0.40	24.5	28.5	SW. 1	NW. 1	NNE. 1	var.	4.4	10	9	3	9	3.4	0.1	....
31	29.1	29.7	29.9	29.35	+ 3.10	28.5	30.0	NNE. 1	NNE. 2	NNE. 2	NNE. 1	12.0	10	9	7	8	1.8	....	....
Mois	26.19	25.69	26.13	25.91	+ 0.67							5.48	6.1	5.8	5.3	5.6	236.1	76.7	69

GENÈVE — MAI 1916

Jour du mois	Température 7 h.	Température 1 h.	Température 9 h.	Température Moyenne 8 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Min.	Température Max.	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 8 Obs.	Fraction de saturation en % Ecart av. la norm.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.	Tempér. du Rhône Midi	Tempér. du Rhône Ecart avec la normale	Limnimètre
	0	0	0	0	0	0	0								0	0	mm.
1	+10.3	+15.3	+11.0	+12.63	+ 1.57	+ 9.5	+17.0	93	62	70	77	+ 8	48	95	10.2	+ 0.1	1145
2	11.9	16.6	11.6	13.41	+ 2.26	9.0	20.0	95	55	70	74	+ 5	45	**97**	10.0	− 0.2	1155
3	11.9	18.8	14.1	14.05	+ 2.70	8.2	20.2	78	54	77	73	+ 4	52	93	10.2	− 0.1	1175
4	13.1	21.0	17.5	15.80	+ **4.31**	8.8	22.6	80	47	66	68	− 1	43	95	12.0	+ 1.6	1190
5	14.1	20.5	13.8	14.91	+ 3.27	11.6	21.4	75	53	73	72	+ 2	47	91	12.2	+ 1.6	1235
6	10.4	11.5	11.0	11.83	+ 0.08	9.2	15.4	76	68	84	73	+ 3	60	90	10.7	0.0	1250
7	9.4	15.2	10.8	11.46	− 0.47	6.2	16.0	83	53	93	78	+ 2	50	96	—	—	1255
8	6.6	9.2	7.2	**8.19**	− **3.88**	6.0	11.8	85	92	83	81	+11	61	92	10.2	− 0.7	1335
9	7.4	12.6	10.6	9.31	− 2.87	**3.0**	14.3	77	41	70	66	− 4	38	91	10.0	− 1.0	1320
10	10.5	16.4	11.0	12.61	+ 0.25	8.8	18.0	85	47	68	66	− 1	35	90	10.7	− 0.4	1335
11	10.4	14.6	11.0	11.18	− 1.32	5.8	16.6	75	52	83	71	+ 1	46	91	11.3	+ 0.1	1365
12	9.1	16.0	13.0	11.89	− 0.75	5.0	18.2	80	47	66	66	− 4	37	95	12.0	+ 0.7	1380
13	9.8	17.3	10.8	12.06	− 0.72	7.0	18.5	75	51	81	72	+ 2	49	92	12.2	+ 0.7	1365
14	9.0	11.5	12.0	11.30	− 1.62	7.0	17.0	92	52	65	67	− 3	40	95	—	—	1335
15	10.0	14.7	11.9	11.51	− 1.56	8.3	15.3	80	55	94	78	+ 8	52	94	11.2	− 0.5	1350
16	13.8	16.2	14.6	11.06	+ 0.85	9.8	19.0	86	61	70	76	+ 6	45	95	11.2	− 0.6	1350
17	13.1	18.8	16.0	14.76	+ 1.41	8.2	21.0	76	54	68	69	− 1	48	92	12.7	+ 0.8	1365
18	13.6	21.3	17.2	16.69	+ 3.20	9.0	24.3	73	48	76	64	− 6	31	91	14.5	+ 2.4	1365
19	16.6	22.6	16.5	17.44	+ 3.82	9.6	23.6	67	32	55	56	−14	24	93	15.0	+ 2.8	1385
20	14.8	21.2	15.0	17.25	+ 3.49	12.3	22.6	61	34	52	**49**	**−21**	**23**	70	15.2	+ 2.9	1395
21	14.0	20.0	17.5	16.55	+ 2.65	10.0	22.2	48	41	56	**49**	**−21**	33	85	—	—	1400
22	15.4	25.2	18.6	**18.10**	+ 1.07	9.5	**27.7**	62	35	69	63	− 7	30	91	15.5	+ 3.0	1415
23	[illegible]	[illegible]	16.9	18.03	+ 3.86	12.4	26.8	78	51	73	65	− 5	48	83	11.5	+ 1.8	1405
24	14.9	21.4	18.6	17.31	+ 3.04	10.3	26.2	79	60	63	69	− 1	42	88	15.2	+ 2.4	1420
25	15.7	21.8	18.0	17.85	+ 3.41	11.3	25.0	76	35	63	63	− 7	33	86	13.2	+ 0.3	1420
26	16.3	[illegible]	[illegible]	12.61	− 1.96	10.0	17.2	74	81	86	79	+ 9	67	90	13.2	+ 0.2	1450
27	[illegible]	11.0	11.5	11.55	− 3.15	8.4	14.5	93	76	84	**87**	**+17**	72	95	13.0	− 0.1	1440
28	[illegible]	[illegible]	[illegible]	12.30	− 2.53	6.2	17.0	80	56	68	69	− 1	49	94	—	—	1440
29	[illegible]	15.8	15.2	13.96	− 1.00	10.5	17.5	76	63	68	72	+ 2	58	92	14.5	+ 1.1	1410
30	12.7	[illegible]	[illegible]	14.84	− 0.25	11.0	21.3	86	67	78	76	+ 6	50	96	15.3	+ 1.8	1415
31	[illegible]	[illegible]	+15.0	+14.51	− 0.70	+11.8	+18.0	81	58	72	72	+ 2	53	88	15.4	+ 1.8	1425
Mois	+12.18	+17.46	+13.66	+13.87	+ 0.67	+ 8.83	+19.31	78	51	72	70	0			12.67	+ 0.95	1313

MOYENNES DE GENÈVE — MAI 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique de Genève à la pesanteur normale : + 0mm.02. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

Pression atmosphérique : 700mm +

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm	mm
1re déc.	23.18	23.01	23.28	23.21	22.55	22.40	22.63	23.67	22.99
2e »	28.92	28.91	29.29	29.24	28.69	28.32	28.46	29.20	28.88
3e »	26.04	25.84	26.02	26.27	25.79	25.35	25.46	26.05	25.85
Mois	26.05	25.92	26.19	26.24	25.69	25.35	25.52	26.30	25.91

Température.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
	°	°	°	°	°	°	°	°	°
1re déc.	+ 9.78	+ 8.56	+10.40	+13.64	+16.01	+15.42	+13.70	+11.90	+12.43
2e »	9.49	8.39	12.05	15.43	17.72	18.27	15.91	13.25	13.81
3e »	12.16	10.94	13.93	15.89	18.45	18.75	17.02	14.79	15.24
Mois	+10.53	+ 9.35	+12.18	+15.02	+17.43	+17.52	+15.59	+13.36	+13.87

Fraction de saturation en %.

	1 h. m.	4 h. m.	7 h. m.	10 h. m.	1 h. s.	4 h. s.	7 h. s.	10 h. s.	Moyennes
1re décade	86	88	83	68	57	57	67	77	73
2e »	84	89	76	59	49	46	60	71	67
3e »	79	84	76	65	57	57	63	75	69
Mois	83	87	78	64	54	53	63	74	70

Dans ce mois l'air a été calme 32 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{\text{NNE}}{\text{SSW}} = \frac{103}{53} = 1.94$

Moyennes des 3 observations (7h, 1h, 9h)

Pression atmosphérique........		mm 26.00
Nébulosité..................		5.7
Température	$\frac{7+1+9}{3}$ ..	+14°.42
	$\frac{7+1+2\times9}{4}$ ..	+14°.23
Fraction de saturation........		68 %

Valeurs normales du mois pour les éléments météorologiques, d'après Plantamour :

		mm
Press. atmosphér..	(1836-1875).	25.24
Nébulosité..	(1847-1875).	5.8
Hauteur de pluie..	(1826-1875).	79.2
Nombre de jours de pluie.	(id.).	12
Température moyenne ...	(id.).	+13°.20
Fraction de saturat.	(1849-1875).	70 %

Observations météorologiques faites dans le canton de Genève

Résultats des observations pluviométriques

Station	CÉLIGNY	COLLEX	CHAMBÉSY	CHATELAINE	SATIGNY	ATHENAZ	COMPESIÈRES
Hauteur d'eau en mm.	73.5	70.1	68.3	67.0	57.9	62.7	77.5

Station	VEYRIER	OBSERVATOIRE	COLOGNY	PUPLINGE	JUSSY	HERMANCE
Hauteur d'eau en mm.	68.8	76.7	69.7	72.7	100.0	71.3

Insolation à Jussy : ? h.

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

FAITES AU

GRAND SAINT-BERNARD

PENDANT LE MOIS

DE MAI 1916

Les 1, 4, 5, 6, 7, 13, 15 et 27, neige.
22, 24, 26, 29 et 30, pluie.
1, 3, 4, 7, 8, 10, 11, 13, 14, 15, 16, 18, 25, 26 et 30, brouillard une partie de la journée.
le 28, brouillard toute la journée.
les 4, 5, 6, 25, 26 et 29, vent très fort.
le 15, forte bise.

GRAND SAINT-BERNARD — MAI 1916

Jour du mois	Pression atmosphérique 500mm + 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Ecart av. la norm.	Barographe Min.	Barographe Max.	Vent 7 h.	1 h.	9 h.	Dominant	Nébulosité 7 h.	1 h.	9 h.	Moyenne 3 Obs.	Pluie Hauteur (24 h.)	Neige Hauteur (24 h.)
	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.	mm.									mm.	cm.
1	62.3	63.4	63.7	63.1	+ 0.4	62.1	63.9	SW. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	8	10	10	9	0.1	....
2	64.0	64.6	64.9	64.5	+ 1.7	63.9	65.0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	8	5	10	8	....	....
3	64.5	65.0	65.8	65.1	+ 2.2	64.3	65.9	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	10	4	10	8	....	....
4	65.9	65.7	64.4	65.3	+ 2.3	63.8	65.9	SW. 1	SW. 2	SW. 3	SW. 2	10	10	10	10	9.0	13
5	60.0	57.6	58.8	**58.8**	− 4.3	**57.5**	63.8	SW. 4	SW. 4	SW. 1	SW. 3	10	10	8	9	3.0	5
6	60.3	60.8	63.3	61.5	− 1.7	60.1	63.5	SW. 4	SW. 1	NE. 0	SW. 2	10	10	0	7	3.0	2
7	63.4	61.1	62.6	63.4	+ 0.1	61.8	64.2	SW. 1	SW. 1	SW. 2	SW. 1	10	10	10	10	29.0	16
8	59.8	61.2	62.7	61.2	− 2.2	59.7	62.7	NE. 2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	0	10	10	10	....	....
9	62.4	63.8	65.0	63.7	+ 0.2	62.3	65.1	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	0	1	4	2	....	....
10	64.6	64.7	65.3	64.9	+ 1.3	64.4	65.6	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	8	3	10	7	....	....
11	64.6	65.2	65.4	65.1	+ 1.4	64.4	65.5	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	5	0	10	5	....	....
12	63.8	64.2	64.0	64.0	+ 0.2	63.6	64.3	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
13	62.5	62.7	62.7	62.6	− 1.3	62.4	63.6	NE. 1	SW. 1	NE. 0	var.	8	10	10	9	7.5	11
14	61.3	63.1	63.2	62.5	− 1.5	61.1	63.2	NE. 1	NE. 1	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	....	....
15	63.0	64.6	65.8	64.5	+ 0.4	63.0	66.2	NE. 2	NE. 1	NE. 3	NE. 2	10	10	10	10	0.5	2
16	66.5	68.4	69.9	68.3	+ 4.1	66.2	70.3	NE. 1	NE. 0	SW. 1	var.	10	1	0	4	....	....
17	71.0	71.2	73.0	71.7	+ 7.4	70.3	73.2	SW. 1	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	0	0	....	....
18	73.2	73.9	74.1	**73.7**	+ **9.3**	73.0	**74.2**	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	5	0	10	5	....	....
19	73.0	72.9	72.2	72.7	+ 8.2	71.6	73.8	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	1	0	0	0	....	....
20	70.5	70.8	71.6	71.0	+ 6.4	70.4	71.7	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	0	1	0	....	....
21	71.5	72.4	72.6	72.2	+ 7.5	71.3	72.6	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	0	1	0	0	....	....
22	72.2	72.5	71.9	72.2	+ 7.4	71.4	72.7	NE. 0	NE. 1	NE. 0	calme	0	1	0	0	5.6	....
23	70.0	69.8	68.7	69.5	+ 4.6	68.3	71.4	NE. 1	NE. 0	NE. 0	calme	3	6	0	3	....	....
24	67.2	66.7	66.2	66.7	+ 1.8	65.8	68.3	SW. 1	SW. 1	SW. 1	SW. 1	2	5	10	6	4.2	....
25	65.1	65.5	65.3	65.3	+ 0.3	64.7	65.8	SW. 4	SW. 2	SW. 3	SW. 3	10	9	10	10	....	....
26	63.4	62.9	61.8	62.7	− 2.1	61.1	64.7	SW. 5	NE. 1	NE. 1	var.	10	10	10	10	7.0	....
27	59.7	60.1	60.2	60.0	− **5.2**	59.5	61.1	NE. 1	NE. 0	NE. 1	NE. 1	10	10	10	10	**32.6**	**20**
28	59.7	60.9	61.3	60.6	− 4.7	59.6	61.4	NE. 0	NE. 0	NE. 0	calme	10	10	10	10	....	....
29	61.4	62.9	64.1	62.8	− 2.6	61.2	64.3	NE. 3	SW. 3	SW. 3	SW. 3	4	10	10	8	10.4	....
30	64.4	65.5	66.9	65.6	+ 0.1	64.3	67.0	SW. 0	SW. 1	SW. 0	calme	10	10	10	10	9.4	....
31	66.8	67.9	69.1	67.9	+ 2.3	66.6	69.3	NE. 0	SW. 1	SW. 1	SW. 1	7	8	2	6	....	....
Mois	65.10	65.65	66.02	65.59	+ 1.75							6.4	5.9	6.6	6.3	121.3	69

GRAND SAINT-BERNARD — MAI 1916

Jour du mois	Température 7 heures	Température 1 heure	Température 9 heures	Température Moyenne 3 Observ.	Température Ecart avec la normale	Température Minimum	Température Maximum	Fraction de saturation en % 7 h.	Fraction de saturation en % 1 h.	Fraction de saturation en % 9 h.	Fraction de saturation en % Moyenne 3 Obs.	Fraction de saturation en % Min.	Fraction de saturation en % Max.
	°	°	°	°	°	°	°						
1	− 2.1	− 0.5	− 1.4	− 1.3	+ 0.1	− 3.0	− 0.1	98	92	98	96	80	98
2	− 2.2	+ 1.6	− 0.5	− 0.4	+ 0.9	− 3.0	+ 2.3	83	82	95	87	71	99
3	− 0.9	2.2	+ 0.6	+ 0.6	+ 1.7	− 1.8	4.4	95	77	95	89	63	98
4	− 0.2	+ 1.8	+ 1.4	+ 1.0	+ 2.0	− 0.5	2.3	98	99	97	**98**	88	100
5	− 0.7	− 1.4	− 1.7	− 1.3	− 0.4	− 1.9	+ 1.6	100	99	95	**98**	81	100
6	− 1.6	− 0.5	− 2.4	− 1.5	− 0.8	− 2.9	− 0.2	95	96	78	90	71	97
7	− 2.2	− 0.5	− 0.4	− 1.0	− 0.4	− 3.8	− 0.1	75	94	96	88	70	98
8	− 3.3	+ 0.9	− 5.9	− 2.8	− 2.4	− 6.3	+ 1.4	95	80	95	90	77	98
9	− 9.6	− 0.2	− 3.0	− **4.3**	− **4.0**	− **11.3**	2.1	72	53	68	64	40	90
10	− 1.2	+ 5.4	− 1.6	+ 0.9	+ 1.1	− 3.8	5.8	87	54	99	80	37	100
11	− 3.3	3.5	− 1.5	− 0.4	− 0.4	− 4.0	5.5	87	67	97	84	61	98
12	− 2.2	5.2	+ 0.3	+ 1.1	+ 1.0	− 4.8	7.8	67	50	77	65	37	86
13	0.0	2.1	− 0.6	+ 0.5	+ 0.2	− 1.1	8.0	75	86	97	86	60	98
14	− 3.6	1.3	− 3.6	− 2.0	− 2.4	− 5.0	1.8	94	75	98	89	58	98
15	− 2.1	2.4	− 0.6	− 0.1	− 0.6	− 5.0	4.2	96	79	96	90	70	98
16	+ 0.4	5.6	+ 2.4	+ 2.8	+ 2.1	− 0.2	8.1	96	66	91	84	54	97
17	2.9	8.4	4.2	5.2	+ 4.4	+ 1.4	10.3	70	54	80	68	34	81
18	4.8	10.3	4.5	6.5	+ 5.6	3.0	12.0	63	46	97	69	**31**	98
19	3.6	8.6	4.0	5.4	+ 4.3	3.0	9.4	83	53	87	74	36	98
20	2.8	7.1	2.6	4.2	+ 3.0	2.0	8.7	75	53	91	73	35	93
21	4.3	10.5	5.0	6.6	+ 5.3	1.8	12.2	53	48	86	**62**	33	88
22	5.2	11.8	5.7	**7.6**	+ **6.2**	3.5	**13.3**	75	52	84	70	38	87
23	4.5	7.6	3.6	5.2	+ 3.6	1.2	10.0	73	72	90	78	61	92
24	3.1	6.6	2.1	3.9	+ 2.2	1.9	7.8	80	70	99	83	57	100
25	1.5	4.4	0.6	2.2	+ 0.4	+ 0.3	4.7	97	79	96	91	66	98
26	+ 0.4	1.2	+ 1.0	0.9	− 1.0	− 1.0	1.6	96	94	95	95	87	98
27	− 1.6	3.9	− 1.4	0.3	− 1.8	− 2.0	6.0	93	74	96	88	65	97
28	− 1.6	2.7	− 0.7	0.1	− 2.1	− 2.3	4.1	96	79	97	91	74	98
29	− 0.2	4.7	+ 2.2	2.2	− 0.1	− 1.5	6.9	95	75	97	89	68	98
30	+ 3.0	2.6	1.2	2.3	− 0.1	+ 0.8	3.7	89	78	93	87	70	96
31	+ 2.0	+ 4.9	+ 2.1	+ 3.0	+ 0.5	+ 0.8	+ 6.5	76	75	87	79	61	94
Mois	0.00	+ 1.01	+ 0.59	+ 1.53	+ 1.02	− 1.47	+ 5.55	85	73	92	83		

MOYENNES DU GRAND SAINT-BERNARD — MAI 1916

Correction pour réduire la pression atmosphérique du Grand Saint-Bernard à la pesanteur normale : — 0mm.22. — Cette correction n'est pas appliquée dans les tableaux.

	Pression atmosphérique : 500mm +				**Fraction de saturation en %**			
	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne
	mm	mm	mm	mm				
1re décade	62.72	63.09	63.65	63.15	90	83	92	88
2e »	66 94	67.70	68.19	67 61	81	63	91	78
3e »	65.58	66.10	66.19	65 96	84	72	93	83
Mois	65.10	65.65	66.02	65.59	85	73	92	83

Température.

	7 h. m.	1 h. s.	9 h. s.	Moyenne. (7 + 1 + 9)/3	Moyenne. (7 + 1 + 2 × 9)/4
	°	°	°	°	°
1re décade	— 2.40	+ 0.88	— 1.49	— 1.00	— 1.12
2e »	+ 0.33	5 45	+ 1.17	+ 2.32	+ 2 03
3e »	+ 1.87	5.54	1.95	3.12	2.83
Mois	0.00	+ 4.01	+ 0.59	+ 1.53	+ 1.30

Dans ce mois l'air a été calme 323 fois sur 1000

Le rapport des vents $\frac{NE}{SW} = \frac{27}{71} = 0.38$

Pluie et neige dans le Val d'Entremont

Station	Martigny-Ville	Orsières	Bourg-St-Pierre	St-Bernard
Eau en millimètres.....	65.2	81.4	134.8	121.3
Neige en centimètres....	—	—	24	69



Fig. 1. — Le Mont Escasu vu de San José (Costa-Rica).
Photographie faite sur plaque orthochromatique.



Fig. 2. — Même photographie faite en lumière infra-rouge
avec l'écran chrisoidine- vert de méthyle- vert naphtol.

BIBLIOTHÈQUE UNIVERSELLE

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES

TABLE DES MATIÈRES

CONTENUES DANS LE TOME QUARANTE ET UNIÈME

(4me PÉRIODE)

1916 — Nos 1 à 6

Pages

Note sur la théorie analytique des corps solides cotés, par *C. Cailler* (suite) 5

Idem (suite et fin) 93

Les rayons corpusculaires du soleil qui pénètrent dans l'atmosphère terrestre sont-ils négatifs ou positifs, par *K. Birkeland* 22

Idem (suite et fin) 109

Des instruments aux molecules, par *Albert Perrier* 38

Sur la m-phénétidine et quelques-uns de ses dérivés, par *Frédéric Reverdin* et *J. Lokietek* (Première partie) 48

Note sur un écran filtrant l'infra-rouge depuis 8000 U. A., par *Gustave Michaud* et *J. Fidel Tristan* (Avec la pl. I) 53

Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice pendant les mois de juin, juillet et août 1915 59

Idem, pendant les mois de septembre, octobre et novembre 1915 226

Pages

Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice pendant les mois de décembre 1915, janvier et février 1916 479

Les propriétés du mercure pulvérisé mécaniquement et la charge de l'électron, par *A. Schidlof* et *A. Karpowicz.* 125

Etude biologique de Melampsora Lini, par *Alexandre Buchheim* 149

La question des sous-électrons et le mouvement brownien dans les gaz, par *A. Targonski* 181

Idem (suite) 269

Idem (suite et fin) 357

Essais de préparation de corps à chaîne fermée analogues aux indazols au moyen des o-anisidines nitrées et bromonitrées, par *E. Nœlting* et *F. Steimle* 209

Modèle simplifié d'hygromètre à condensation, par *Charles Margot* 222

Sur le frottement intérieur des fils de quartz aux basses températures, par *C.-E. Guye* et *M. Einhorn-Bodzechowski* 287

Idem (suite) 376

Idem (suite et fin) 457

Sur la nature chimique des ferments oxydants, par *A.-W. van der Haar* 312

Quelques recherches sur le volcanisme. — Septième partie (supplément) : Action de la vapeur d'eau à haute température sur les roches éruptives, par *Albert Brun.* 401

Entropie générique et mélanges gazeux, par *Edouard Guillaume* 445

Formation de bases pyridiques par condensation de cétones et d'amides, par *Amé Pictet* et *Pierre Stehelin*. . . 469

Sur la présence du nickel dans le platine natif, par *S. Pina de Rubies* 475

Compte rendu de la séance de la Société suisse de physique du 6 mai 1916, à Berne

Pages

Ed. Guillaume. Entropie statistique et domaines élémentaires. — Edg. Meyer. Influence d'un champ magnétique transversal sur le potentiel explosif. — A. Forster. *a)* Le développement des plaques autochromes; *b)* Influence de la température sur la transparence de corps solides à l'ultra violet. — A. Perrier. *a)* Nouveaux phénomènes de polarisation spontanée : *b)* Sur la dépendance entre la densité et la constante diélectrique. — M. Wolfke. Sur la théorie des quanta. — F. v. Hauer. Sur la décroissance de la phosphorescence aux basses températures. — W. Schmid. Simplification des mesures wattmétriques. — A.-L. Bernoulli. Essai d'interprétation électrodynamique de la constante *h* de Planck avec application aux raies en séries et à la viscosité des gaz. — S. Ratnowsky. L'entropie des solides et des gaz et le quantum universel d'action. — Jean v. Weissenhoff. Application de l'hypothèse des quanta à des systèmes en rotation et théorie du paramagnétisme. — P. Weiss et M. Adler. Sur l'aimantation des alliages de nickel et de cuivre. — P. Gruner. Recherches spectro-photométriques sur la lumière pourprée. — A. Schidlof. Sur les causes de la volatilité des gouttes ultramicroscopiques de mercure. — A. Schidlof et Targonski. Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans différents gaz à diverses pressions 487

Compte rendu de la séance de la Société suisse de chimie du 4 mars 1916, à Fribourg

Affaires administratives. — F. Kehrmann et R. Mellet. Sur une nouvelle série de phosphotungstates. — Fr. Fichter. Nouvelle explication de la formation électrolytique de l'urée. — E. Briner. Recherches sur l'eau régale. — J. V. Dubsky. Microanalyse organique simplifiée. — J. Amann. Observations relatives à la réaction d'Abderhalden. — J. Piccard. A propos de la preuve de la constitution du benzène. — K. Schweizer. Contribution à l'étude de la désamination. — J. V. Dubsky. Sur les 3,5-dicétopipérazines. — S. Reich. Sur les acides m-nitrobromocinnamiques. — A. Bistrzycki et W. Schmutz. De l'action des 1,2-diamines sur quelques lactones. — A. Bistrzycki et F. Kuba. Condensations des thiophénols et de leurs éthers 316

Compte rendu des séances de la Société de physique et d'histoire naturelle de Genève

Pages

Séance du 4 novembre. — Ch.-Eug. Guye. Unités électroniques (U_0). — Albert Brun. Les limites d'exactitude des analyses de silicates compliqués. — J. Briquet. Sur quelques points de la morphologie florale des Artemisia. — J. Carl. Considérations générales sur la faune des Phasmides de la Nouvelle Calédonie et des Iles Loyalty. 66

Séance du 18 novembre. — C. Cailler. La probabilité des causes.. 73

Séance du 2 décembre. — R. Chodat. Sur l'isogamie, l'hétérogamie, la conjugaison et la superfétation chez une algue verte. — C.-E. Guye et M. Einhorn. Sur le frottement intérieur des fils de quartz aux basses températures. — Eug. Bujard. Remarques sur le modelage de la tête de l'embryon humain 155

Séance du 16 décembre. — Henri Lagotala. Première note au sujet du fémur humain. — L Duparc. Carte géologique du district de Nicolaï-Pawda. — R. Chodat et M. de Coulon. La luminescence de deux bactéries. — J. Briquet. Carpologie comparée des Santolines et des Achillées. — Le même. Organisation florale et carpologie de l'Achillea fragrantissima (Forsk) Boiss 234

Séance générale annuelle du 20 janvier 1916. — Edouard Claparède. Rapport sur l'activité de la Société pendant l'année 1915. 245

Séance du 3 février. — Amé Pictet. L'action catalytique que certains chlorures métalliques exercent sur le pétrole. — Ph.-A. Guye. La pyrogénation du pétrole en présence de divers catalyseurs. — E. Briner. Les équilibres chimiques aux températures et pressions très élevées. — C. Margot. Modèle simplifié d'hygromètre à condensation. Ed. Sarasin et Th. Tommasina. Constatation de deux faits nouveaux dans l'étude de l'effet Volta par la radioactivité induite 245

Séance du 17 février. — Prof. Prevost. Expériences sur le cœur de la grenouille. — Raoul Boissier. Le charriage des alluvions en suspension dans l'eau de l'Arve. — L.-W. Collet. La prise d'échantillons d'eau en profondeur dans les rivières. — A. Monnier. Une réaction nouvelle des persulfates et des perchlorates....... 330

Pages

Séance du 2 mars. — J. Leuba. Sur les épithéliums respiratoires et l'appareil lingual chez Spelerpes adspersus. — Ed. Sarasin et Th. Tommasina. Confirmation expérimentale de l'explication théorique de l'effet Volta. — A. Schidlof. Sur la volatilisation des sphérules de mercure en suspension dans un gaz. — J. Briquet. Les nervures incomplètes des lobes de la corolle dans le genre Adenostyles 335

Séance du 16 mars. — R. Chodat. Questions modernes de génétique 510

Séance du 6 avril. — A. Schidlof et A. Targonski. Mouvement brownien des particules d'huile, d'étain et de cadmium dans l'air à la pression ordinaire et sous pression réduite, dans l'azote et l'hydrogène. — F. Reverdin et J. Lokietek. Sur la m-phénétidine. 511

Séance du 4 mai. — Prof. A. Monnier. Sur la formation et la composition des terres des marais de Covery, commune de Meinier. — L. Duparc et A. Grosset. Sur les nouveaux gîtes platinifères de la Ronda (Andalousie). — A. Schidlof et A. Targonski. Preuve de l'identité des charges des ions gazeux et électrochimiques basée uniquement sur la loi des écarts 512

Compte rendu des séances de la Société vaudoise des Sciences naturelles, à Lausanne

Séance du 19 mai 1915. — P. Murisier. La signification biologique de l'argenture des poissons 75

Séance du 2 juin. — H. Blanc. Poissons de l'Ogôué-Gabon. — Id. Collection de fourmis de la Suisse. — Id. Développement embryonnaire et post-embryonnaire de la truite. — A. Barbey. Biologie du Cerambyx heros Scop. — Paul Jomini. Nid de cigognes *(ciconia alba)* 77

Séance du 19 juin. — J. Perriraz. Anomalies des narcisses. — H. Fæs. Les vignes dites producteurs directs. — F. Porchet. Qualité des produits des producteurs directs. — C. Dusserre. Destruction des herbes adventices par les substances chimiques. 252

Séance du 7 juillet. — J. Perriraz. Influence du radium sur les plantes. — Paul.-L. Mercanton. Les tirs grêlifuges 256

Séance du 20 octobre. — M. Duboux. Analyse physico-chimique des vins 425

Pages

Séance du 3 novembre. — Albert Perrier. Sur les actions intermoléculaires dans les diélectriques et la formule de Clausius-Massotti. 427

Séance du 17 novembre. — M. Bornand. Les empoisonnements alimentaires. — H. Fæs. Lycoperdon pyriforme 427

Séance du 1er décembre. — L. Horwitz. Sur la variabilité régionale des précipitations. — J. Cauderay. Un calorifère électro-médical. — M. Bornand. L'infection du lait par les bactéries. 428

Séance du 15 décembre. — Maurice Lugeon. La photographie à grand écartement. — E. Wilczek. Collection de plantes en coussinets.— P. Murisier. Maladie des yeux chez les truites de l'Arnon. 432

Compte rendu des séances de la Société de Chimie de Genève

Séance du 9 décembre 1915. — A. Bach. Nouvelle réaction de l'urine. — A. Brun. Décomposition du péridot par la vapeur d'eau. — L. Reutter. Analyses de résines d'embaumement des Incas. — E. Noelting et A. Kregcy. Nitration de la diéthylbenzylamine 419

Séance du 13 janvier 1916. — E. Noelting. Développement de la chimie de l'anthraquinone. — A. Brun. Le problème du fer métallique dans les roches. — E. Rothlin et A. Kaufmann. Nouvelle synthèse de la damascénine 421

Séance du 10 février. — Ph. A. Guye. De la réduction des poids au vide dans la détermination de poids atomiques. — A. Bach. Dédoublement de la phénoloxydase par adsorption différentielle. 424

BULLETIN SCIENTIFIQUE

MATHÉMATIQUES

E.-T. Whittaker et *G. N. Watson.* Cours moderne d'analyse 162

PHYSIQUE

Pages

A. Righi. Sur le mouvement des ions (et électrons) dans un champ électrique et magnétique et sur divers phénomènes qui en dépendent 82
W. Voigt. Appareils de démonstration pour l'étude des déformations cristallines 259
— Expériences sur les effets Zeemann 259
— Sur les phénomènes secondaires piezo-électriques spécialement dans les cas de flexion et de torsion d'un cylindre circulaire 346
— Nouvelle théorie du choc longitudinal dans les cylindres 436
W. Voigt et *M. V. Freedericksz*. Théorie et expériences sur l'excitation piezo-électrique d'un cylindre circulaire par flexion et torsion 346

CHIMIE

O. Baudisch et *R. Fürst*. Sur le m-nitroso-anisol 83
O. Kym et *M. Ringer*. Contribution à la connaissance de quelques bases aminoazimidées et de quelques colorants azoïques dérivés 163
O. Baudisch et *S. Rothschild*. Sur l'o-nitrosophénol 260
F. Kehrmann. Sur la stéréochimie des quinone-oximes ... 347
Paul Demont. De l'influence de la chimie des matières colorantes sur les récentes découvertes en chimie médicale ... 348

Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre, faites simultanément à Altdorf et à Fribourg, pendant le mois de décembre 1915 84

Liste bibliographique des travaux de chimie faits en Suisse 165
Idem 518

OBSERVATIONS MÉTÉOROLOGIQUES

faites à Genève et au Grand Saint-Bernard

Pages

Observations météorologiques faites pendant le mois de décembre 1915 85
Observations météorologiques faites pendant le mois de janvier 1916 173
Observations météorologiques faites pendant le mois de février 1916 261
Observations météorologiques faites pendant le mois de mars 1916 349
Observations météorologiques faites pendant le mois d'avril 1916 437
Observations météorologiques faites pendant le mois de mai 1916 525

